www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

16e JAARGANG No. 8, blz. 217-252 AUGUSTUS 1954

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN APPARAAT VOOR DE AUTOMATISCHE REGISTRATIE VAN HYSTERESISKROMMEN

door F. G. BROCKMAN *) en W. G. STENECK *).

621.317.44.087.4

Bij de ontwikkeling van nieuwe magnetische materialen is het opnemen van hysteresiskrommen een van de steeds weer optredende metingen. Voor dit doel is een apparaat ontwikkeld waarmee, in ongeveer een minuut, een volledige hysteresislus op coördinatenpapier kan worden opgetekend. De schaalwaarden langs beide assen van de grafiek kunnen willekeurig worden ingesteld. Al naar men wenst, kan de inductie of de magnetisatie worden uitgezet tegen de veldsterkte.

Inleiding

Bepaling van magnetische grootheden door integratie

Grafieken waarin de magnetische inductie B (eventueel de magnetisatie J) in ferromagnetische materialen is uitgezet als functie van de veldsterkte H (hysteresislussen, maagdelijke krommen, inwendige lusjes), zijn zowel voor de practische toepassingen als voor de theorie van deze materialen van groot belang. De bepaling van de grootheden B en H berust meestal op het meten van de electrische spanning die in een spoel wordt opgewekt door een veranderende magnetische flux. Deze geïnduceerde spanning e, uitgedrukt in volts, wordt gegeven door:

$$e = \frac{\mathrm{d}N\Phi}{\mathrm{d}t},$$

waarin Φ de magnetische flux is in weber (Vsec) die door elk der N windingen van de spoel wordt omvat. Om dit electrische effect dienstbaar te maken aan het meten van de fluxverandering, moet de spanning worden geïntegreerd:

$$\int_0^t e\,\mathrm{d}t = \Delta N\Phi. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Laten we, om een bepaald geval in gedachten te nemen, onderstellen dat de hysteresiskromme van een permanent magnetisch materiaal moet worden opgenomen. Het materiaalmonster, dat de vorm heeft van een cylinder, wordt tussen de poolschoenen van een electromagneet geklemd (*fig. 1*). Nauwsluitend om het monster zijn enige draadwindingen gelegd die een spoel vormen voor het meten van B. Vlak naast en evenwijdig aan het monster wordt een klein spoeltje met veel windingen opgesteld. Dit dient voor het meten van H, waarvan de waarde ter plaatse van het kleine spoeltje gelijk is aan de waarde binnenin het materiaalmonster. (Voor een nauwkeurige meting kan men beter een magnetische spanningsmeter volgens Rogowski gebruiken.)

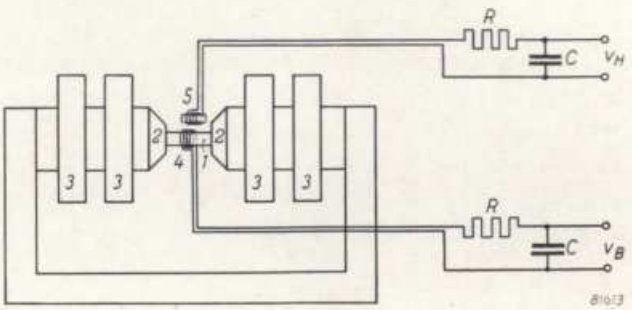


Fig. 1. Principe van het opnemen van een hysteresislus volgens een jukmethode. Het te onderzoeken monster *1* is geklemd tussen de poolschoenen *2* van het weekijzeren juk met magnetiseringsspoelen *3*. Een spoel *4* met enige windingen, die vlak om het monster zijn gelegd, dient voor het meten van B, en een kleine spoel *5*, met vele windingen, dient voor het meten van H. Elk van deze spoelen is verbonden met een RC-integratienetwerk. De spanningen v_B en v_H over de condensatoren zijn respectievelijk een maat voor de inductie en voor de veldsterkte in het monster.

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, U.S.A.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Elk van de beide meetspoeltjes is verbonden met een integrator. Zo'n integrator kan vele vormen aannemen; de bekendste is waarschijnlijk de ballistische galvanometer. Een ballistische galvanometer keert naar zijn nulpunt terug na iedere verandering van de flux. Daarom is een continue aflezing onmogelijk en moet men de hysteresislus punt voor punt bepalen, wat zeer tijdrovend is. Een voordeel van de methode is de grote nauwkeurigheid.

Andere methodes van integratie berusten bijv. op het feit dat de stroom door een zelfinductie evenredig is met de tijdintegraal van de spanning, of dat de spanning over een condensator evenredig is met de tijdintegraal van de laadstroom.

Integratie met een RC-netwerk

De methode die in het te beschrijven apparaat gebruikt wordt, is gebaseerd op laatstgenoemd principe. Laten wij voor een ogenblik onderstellen dat elk van de meetspoeltjes in fig. 1 verbonden is met een condensator C via een weerstand. Is de totale weerstand in zo'n netwerk R, de stroom i en de in de spoel opgewekte spanning e, terwijl de spanning over C wordt aangeduid met v, dan geldt:

$$e = iR + v.$$

Door dit te combineren met (1) en te onderstellen dat de condensator aanvankelijk ongeladen was, leidt men gemakkelijk af:

$$\Delta N\Phi = RCv + \int_0^t v\,dt. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Men kan zorgen dat de laatste term klein is vergeleken met de fout die men bij de bepaling van de fluxverandering wil toelaten. Dan mogen wij deze term verwaarlozen en kunnen wij de spanning over de condensator beschouwen als maat voor de fluxverandering die sedert het begin van het experiment is opgetreden.

Daar de oppervlakte A_B van de doorsnede van de permanente magneet bekend is, evenals het aantal windingen N_B van de spoel eromheen, leidt men de verandering in de waarde van B af uit de spanning v_B over de desbetreffende condensator met behulp van de formule:

$$\Delta B = \frac{RC}{N_B A_B} v_B. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Door een analoge handelwijze kunnen wij de waarde van de verandering van de veldsterkte ΔH afleiden uit de spanning over de condensator opgenomen in het circuit van de H-spoel. De effectieve oppervlakte $N_H A_H$ van deze spoel moet eerst bepaald worden door deze in een bekend magnetisch veld te ijken. Als de magnetiseringsstroom van de electromagneet verandert, levert ieder stel bij elkaar behorende ogenblikswaarden v_B en v_H een punt van de verlangde hysteresislus.

De fout bij de integratie

Een nauwkeuriger, hier niet opgenomen, berekening brengt aan het licht dat, hoe de magnetische flux ook verloopt als functie van de tijd, de waarde van de verwaarloosde term in (2) kleiner wordt vergeleken met de hoofdterm RCv naarmate de tijdconstante $\tau = RC$ van het integrerende netwerk toeneemt. Voorts blijkt dat in practische gevallen deze fout onbelangrijk is als τ lang is vergeleken met de tijd waarin de integratie plaatsvindt. Het zal echter duidelijk zijn dat, als de waarde van τ toeneemt doordat R, C of beide toenemen, de waarde van de spanning v zelf afneemt, wat betekent dat de gevoeligheid afneemt. Om deze reden en ook omdat weerstanden en condensatoren met grote (en voldoend stabiele) waarden van R en C moeilijk verkrijgbaar zijn, komen deze eenvoudige RC-integratoren in de practijk slechts in aanmerking voor betrekkelijk korte integratietijden (bijv. $^1/_{50}$ seconde). Dergelijke RC-integratoren heeft men toegepast bij het registreren van de hysteresislussen die het materiaal doorloopt bij magnetisering door wisselstromen. In het geval van het permanent magnetische materiaalmonster dat wij hier beschouwen, zijn grote magnetiseringsveldsterkten nodig. Het is practisch niet uitvoerbaar om deze velden met wisselstromen van de normale frequenties op te wekken, wegens de grote inductieve reactantie van de electromagneet en de grote wervelstromen die in de niet-gelamelleerde kern van deze magneet zouden worden opgewekt. Bovendien zouden ook in een massief metallisch monster wervelstromen optreden die de nauwkeurigheid van de metingen door hun afschermend effect zouden verkleinen. Om een laboratorium-electromagneet van bescheiden afmetingen de cyclus te laten doorlopen die nodig is voor het opnemen van de hysteresislus van het tussen de poolschoenen geklemde monster, heeft men één tot twee minuten nodig. Onder deze omstandigheden is een eenvoudige RC-integrator ons van geen nut.

Het nieuwe instrument voor de registratie van hysteresiskrommen

Het instrument waarover dit artikel handelt, en dat ontwikkeld is in de Philipslaboratoria te Irvington in de Verenigde Staten, bevat twee identieke integratoreenheden, één voor B en één voor H. Deze beide eenheden zijn verfijnde uitvoeringen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

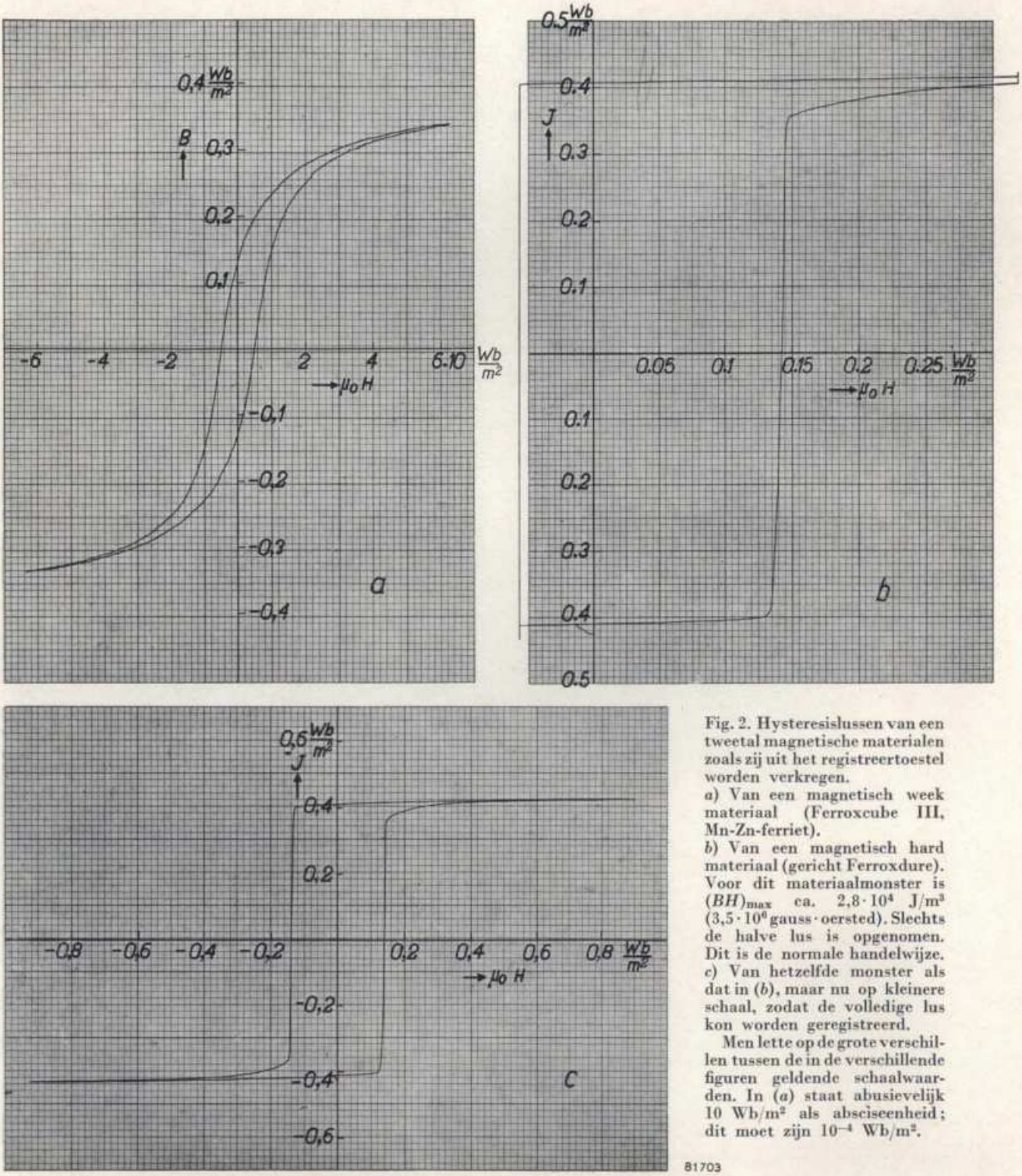


Fig. 2. Hysteresislussen van een tweetal magnetische materialen zoals zij uit het registreertoestel worden verkregen.
a) Van een magnetisch week materiaal (Ferroxcube III, Mn-Zn-ferriet).
b) Van een magnetisch hard materiaal (gericht Ferroxdure). Voor dit materiaalmonster is $(BH)_{max}$ ca. $2{,}8 \cdot 10^4$ J/m³ ($3{,}5 \cdot 10^6$ gauss·oersted). Slechts de halve lus is opgenomen. Dit is de normale handelwijze.
c) Van hetzelfde monster als dat in (*b*), maar nu op kleinere schaal, zodat de volledige lus kon worden geregistreerd.
Men lette op de grote verschillen tussen de in de verschillende figuren geldende schaalwaarden. In (*a*) staat abusievelijk 10 Wb/m² als absciseenheid; dit moet zijn 10^{-4} Wb/m².

81703

van de hierboven besproken *RC*-integratoren. Zij maken het mogelijk de betrekkelijk lange integratietijden toe te passen die nodig zijn bij het onderzoek van permanent magnetische materialen. De integratoreenheden zijn geijkt als fluxmeters met een nauwkeurigheid van ongeveer 0,1 %. De integrator waarmee B en die waarmee H wordt gemeten, worden tevens gebruikt om respectievelijk de pen en het papier van een X-Y-registreertoestel (schrijver) te verschuiven in positieve en negatieve richting. Als men het materiaalmonster zijn hysteresislus laat doorlopen door de magnetiseringsstroom van de electromagneet op geschikte wijze te veranderen, wordt deze hysteresislus dus automatisch geregistreerd. Op deze manier verkrijgt men een volledige hysteresislus in één of twee minuten (*fig. 2*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 3. Vooraanzicht van het instrument voor de automatische registratie van hysteresiskrommen. Achter de onderste twee panelen bevinden zich de twee integratoren (één voor B en één voor H), daarboven bevindt zich een schakelpaneel. Het instrument wordt samen met een in de handel verkrijgbare X-Y-schrijver gebruikt.

Fig. 3 toont het apparaat, zonder het erbij te gebruiken registreertoestel.

Als het monster in de vorm van een ring beschikbaar is en men de hysteresislus opneemt volgens de methode van Rowland, waarbij de stroomsterkte in de primaire winding gebruikt wordt als een maat voor de veldsterkte, kan de spanningsval over een weerstand in serie met de primaire wikkeling rechtstreeks aan de schrijver worden toegevoerd. In dat geval behoeft men slechts één van de integratoreenheden (nl. die voor B) te gebruiken.

Principeschema van de integratoreenheden

Fig. 4 is het principeschema van de integratoren. In dit schema, waarin A een gelijkspanningsversterker met grote versterking voorstelt, ziet men dat gebruik is gemaakt van tegenkoppeling om de beschikbare integratietijd te vergroten [1]). Laten wij voor de eenvoud aannemen dat de gelijkspanningsversterking G oneindig groot is. Dan moet de ingangsspanning e_a van de versterker altijd nul zijn en is dit dus ook het geval met de stroom door het meetspoeltje S. De spanning e_i die in het meetspoeltje wordt opgewekt, zal daarom gelijk maar tegengesteld zijn aan de spanningsval die door de uitgangsstroom i over de weerstand R wordt veroorzaakt:

$$e_i = iR. \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

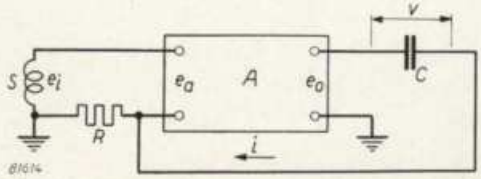


Fig. 4. Principeschema van een integratoreenheid.

[1]) Een dergelijk netwerk, waarbij capacitieve tegenkoppeling wordt gebruikt, staat bekend als Millerintegrator en wordt algemeen toegepast voor integratie in analogierekenmachines; gewoonlijk zijn echter de tijdconstanten die daarbij optreden, klein vergeleken met de hier toegepaste waarden. Zie J. M. L. Janssen en L. Ensing, Philips techn. T. **12**, 333, 1950. R. H. Dicke, Rev. sci. Instr. **19**, 533-534, 1948, heeft een capacitieve tegenkoppelingsintegrator met grote tijdconstante beschreven. Zijn methode van gelijkspanningsversterking is anders dan die welke wij toepassen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door integratie vinden we, aannemende dat we uitgaan van een ongeladen condensator:

$$\Delta N\Phi = \int_0^t e_i \,dt = R\int_0^t i\,dt = RCv. \quad . \quad . \quad (5)$$

Men ziet dat de spanning v over de condensator evenredig is met de verandering $\Delta N\Phi$ van de door het meetspoeltje omvatte flux.

Zoals in de Appendix wordt uiteengezet, werkt, bij een eindige waarde van G, het netwerk met dezelfde nauwkeurigheid als een RC-integrator waarvan de tijdconstante RC vermenigvuldigd is met een factor die ongeveer gelijk is aan $G/3$, echter met vermijding van het verlies in gevoeligheid dat in een gewoon RC-netwerk met grote tijdconstante zou optreden.

Om de tijdconstante van een RC-combinatie van een normale waarde (bijv. $RC = 10^{-3}$ sec) op te voeren tot een bruikbare waarde (bijv. 10^3 sec), moet de versterking dus enige millioenen bedragen.

Hoe deze vergroting van de tijdconstante tot stand komt, kan men zich op de volgende manier voorstellen. Neem aan dat de condensator C geladen is en veronderstel dat er geen spanning in het meetspoeltje wordt geïnduceerd. Was er geen versterking, dan zou de lading van C door R weglekken met de normale relaxatietijd die optreedt bij de ontlading van een condensator. In het netwerk van fig. 4 veroorzaakt de spanningsval over R echter een spanning aan de ingang van de versterker, waardoor er aan de uitgangszijde een spanning optreedt die, mits zij de goede polariteit heeft, de ontlading van C tegengaat. Als de versterking G oneindig groot was, zou deze spanning het weglekken van de lading geheel beletten.

De uitgangsspanning van de versterker als maat voor de fluxverandering

De geldigheid van de vergelijkingen (2) en (5) berust o.a. daarop dat de lading van de condensator gelijk is aan de tijdintegraal van de laadstroom. Dit is echter alleen waar indien de isolatie tussen de condensatorplaten volmaakt is, iets wat nooit helemaal het geval is. Daardoor is noch vergelijking (2) noch (5) exact geldig, zelfs niet als G oneindig groot is. Het zal duidelijk zijn dat de fout die het gevolg is van een onvolmaakte isolatie, veel ernstiger is in het laatste geval, waarin de integratietijd, en dientengevolge de tijd waarin lekstromen kunnen vloeien, zoveel langer is. Daarom is speciale zorg besteed aan de isolatie van de condensatorplaten. Als diëlectricum is polystyreen gebruikt en de isolatieweerstand is groter dan 10^{12} ohm. Het is nauwelijks doenlijk op eenvoudige wijze de spanning over de condensator te meten zonder dat tegelijkertijd deze zeer grote isolatieweerstand illusoir wordt. Daarom wordt in plaats van de spanning v over de condensator zelf, de uitgangsspanning e_o van de versterker gebruikt als maat voor de fluxverandering.

Indien G oneindig groot is bestaat tussen e_o en v de betrekking (zie (4) en (5)):

$$e_o = v + iR = \frac{1}{RC}\int_0^t e_i\,dt + e_i. \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

In practische gevallen is de fout die men maakt door e_o gelijk te stellen aan v, verwaarloosbaar klein (zie Appendix), en vergelijking (5) kan worden vervangen door:

$$\Delta N\Phi = \int_0^t e_i\,dt = RCe_o. \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Vergelijking (3) wordt nu:

$$\Delta B = \frac{RC}{N_B A_B} e_o. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

De versterker

Van de verschillende methodes voor gelijkspanningsversterking blijkt die waarbij gebruik wordt gemaakt van een foto-electrische versterker zover ontwikkeld te zijn dat een versterking van de vereiste orde van grootte kan worden gerealiseerd. Dit type versterker is dan ook in de integratoren gebruikt.

Het principe van de foto-electrische versterker moge worden toegelicht aan de hand van *fig. 5*. De klemmen van de galvanometer Ga vormen de ingangsklemmen van de versterker. F is

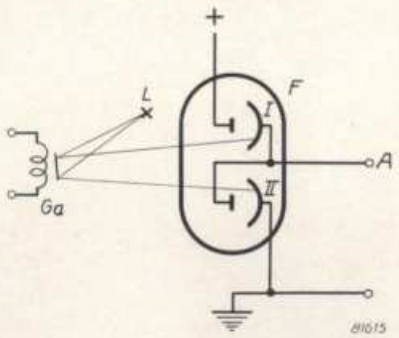


Fig. 5. Ter verklaring van het principe van de foto-electrische versterker.

een tweelingfotocel, waarvan de twee foto-electrische elementen I en II in serie staan. Wij onderstellen dat, indien geen stroom door de galvanometer vloeit, de lichtbron L van de galvanometer kleine maar gelijke delen van elk der fotogevoelige kathodes verlicht. De twee elementen (die identiek ondersteld worden) bezitten dan dezelfde weerstand voor de fotostroom en dientengevolge is de potentiaal in punt A gelijk aan de helft van het potentiaalverschil over de gehele fotocel. Indien er een kleine spanning staat tussen de galvanometerklemmen, vloeit een kleine stroom door de galvanometerspoel en krijgt de spiegel een uitwijking, bijv. zodanig dat de kathode van element I meer, en de kathode van element II minder licht ontvangt. De inwendige weerstand van I neemt dan af, maar die van II neemt toe. Daardoor neemt de potentiaal van A sterk toe. Zo werkt de schakeling dus als een spanningsversterker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door een galvanometer te gebruiken van gemiddelde gevoeligheid, bij een spiegelafstand van één meter, is het mogelijk een versterker te verkrijgen met een spanningsversterking van ongeveer 50×10^6. Deze versterking wordt verkregen zonder dat extra electronische versterking of positieve terugkoppeling wordt toegepast en deze eenvoud maakt het principe dubbel aantrekkelijk.

Fig. 6 stelt een (vereenvoudigd) schema voor van

Met de galvanometer in de nulstand, waarbij op beide fotocellen evenveel licht moet vallen, moet de $N\Phi$-meter nul aanwijzen. Dit betekent dat dan over R_2 de spanningsval 75 volt moet bedragen. Bij het in gebruik nemen van de meetapparatuur wordt aan deze voorwaarde voldaan door R_3 zodanig in te stellen dat, wanneer de lichtbundel van beide fotokathodes een even groot gedeelte verlicht, de meter nul aanwijst. Het netwerk is zo ontworpen

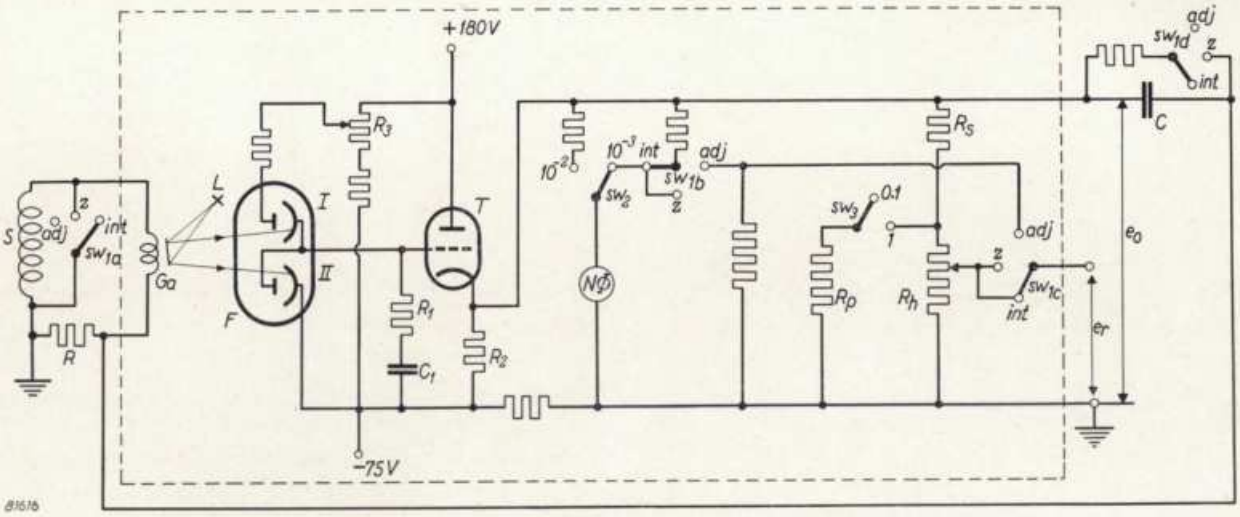


Fig. 6. Vereenvoudigd schakelschema van een integrator. S meetspoeltje; R integratieweerstand; Ga galvanometer; L lichtbron voor de galvanometer; F met gas gevulde tweelingfotocel, waarin de twee foto-electrische elementen I en II; T buis in anodebasisschakeling; $N\Phi$ meter waarop de fluxverandering in het meetspoeltje rechtstreeks wordt afgelezen. Door middel van de schakelaar sw_2 kan deze meter op twee meetgebieden worden ingesteld; R_h potentiometer die dienst doet als schaalinsteller; R_s en R_p weerstanden in serie met en parallel aan R_h die dienen voor de regeling van de schaalinsteller; sw_3 schakelaar voor de keuze van de maximale schaalwaarde; C integratiecondensator; sw_1 (a, b, c en d) meervoudige schakelaar met drie standen: de integratiestand (*int*), de nulstand (*z*) en de regelstand (*adj*).

één der integratoren, zodanig getekend dat de analogie met het principeschema van fig. 4 goed uitkomt. De dubbele fotocel F is met gas gevuld. Deze gasvulling maakt een stroombeperkende weerstand in serie met de fotocel nodig. De inwendige weerstand van de fotocel is zeer groot ($>$ 100 megohm). Opdat de foto-electrische versterker een aanwijsinstrument zal kunnen doen uitslaan en bovendien een schrijver bedienen, is het nodig deze hoge weerstand tot een veel lagere waarde terug te brengen. Dit wordt bewerkstelligd door de uitgangsspanning van de fotocel toe te voeren aan het rooster van een buis waarvan de uitgangsspanning over een weerstand in de kathodeleiding wordt afgenomen.

De meter die in fig. 6 met $N\Phi$ is aangeduid, correspondeert met de meters die in fig. 3 zichtbaar zijn. Zijn uitslag is evenredig met de uitgangsspanning van de versterker en hij is rechtstreeks geijkt in eenheden van magnetische flux; men kan er dus veranderingen in de door de meetspoel omvatte flux direct op aflezen.

dat in dit geval de buis T werkt in het lineaire gedeelte van zijn karakteristiek.

De weerstand R_1 en de condensator C_1 die tussen het rooster van T en aarde zijn geschakeld, dienen voor de demping van het systeem. We zullen op dit detail echter niet verder ingaan.

Het meetgebied

Met de gekozen waarden van R en C ($R = 1000$ ohm, $C = 10^{-6}$ farad) is volgens (7):

$$\Delta N\Phi = 10^{-3}\, e_o.$$

Met het kleine type ontvangbuis dat in de schakeling is gebruikt, kan gemakkelijk een maximale waarde van 10 volt van e_o worden bereikt. Dit betekent dat fluxveranderingen tot 10^{-2} weber kunnen worden gemeten. Door middel van de schakelaar sw_2 kan het meetgebied van het aanwijsinstrument ingesteld worden op 10^{-2} weber of 10^{-3} weber.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dit is een van de voordelen verbonden aan het gebruik van een capacitieve integrator, vergeleken met een van het inductieve type. Edgar [2]) heeft een fluxmeter beschreven waarbij van een wederzijdse inductie gebruik wordt gemaakt. Hoewel hij zijn schakeling op een andere manier analyseerde, kan men ook deze opvatten als een tegenkoppelingsversterker met

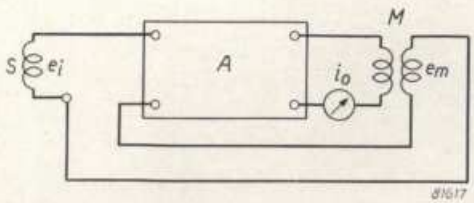


Fig. 7. Principeschema van een integrator volgens Edgar [2]), waarbij een wederzijdse inductie wordt gebruikt.

een principeschema als in *fig. 7* is voorgesteld. Als e_m tegengesteld gericht is aan e_i, en de versterking groot is, dan is ongeveer $e_i = e_m$. Als de ingangsspanning e_i wordt veroorzaakt door fluxveranderingen in een meetspoel van N windingen, geldt:

$$N\frac{d\Phi}{dt} = M\frac{di_o}{dt},$$

waarin M de wederzijdse inductie is (in henries) en i_o de uitgangsstroom die in de primaire tak van de wederzijdse inductie vloeit. Dit levert:

$$N\Phi = Ni_o.$$

De grootste waarde die men practisch kan geven aan een wederzijdse inductie in lucht is ongeveer 0,1 henry. (Men kan geen ferromagnetische kern toepassen daar men dan een niet-lineair element in de schakeling zou introduceren.) Om een meetgebied van 10^{-2} weber te verkrijgen, zou dus een verandering in de uitgangsstroom van 0,1 ampère nodig zijn. Dit zou echter het gebruik van buizen voor groot vermogen nodig maken.

Cioffi [3]) heeft beschreven hoe de Edgar-fluxmeter in combinatie met een X-Y-schrijver kan worden toegepast.

De schaalinsteller

Het is wenselijk dat in de geregistreerde grafieken de schaalwaarden voor beide coördinaten op ronde waarden kunnen worden ingesteld. Iedere integratoreenheid is daarom voorzien van een schaalinsteller, die, zoals hieronder zal worden uiteengezet, een vrije keuze van deze schaalwaarden mogelijk maakt.

Zo'n schaalinsteller is in feite een eenvoudige spanningsdeler, geschakeld tussen de uitgangsklemmen van de integrator. Hij bestaat uit een potentiometer R_h, die in serie is geschakeld met een vaste weerstand R_s (fig. 6). De gebruikte schrijver werkt volgens het compensatieprincipe, dwz. de ingangsspanning wordt voortdurend gecompenseerd door een zich automatisch in de schrijver instellende tegenspanning [4]). De ingangsstroom is dus altijd nul en de ingangsspanning, e_r, is exact evenredig met het deel van de potentiometer dat is afgetakt. De serieweerstand R_s is nodig omdat in practische gevallen de uitgangsspanningen van de integrator veel te groot zijn om rechtstreeks op de schrijver te worden aangesloten. R_s is zo gekozen dat de ingangsspanning e_r van de schrijver regelbaar is op een fractie van 0 tot 0,1 van de integratoruitgangsspanning e_o. Het meetgebied kan verder worden verkleind door middel van de schakelaar sw_3, waarmee de weerstand R_p parallel kan worden geschakeld aan R_h. De waarde van R_p is zodanig dat nu e_r regelbaar is van 0 tot 0,01 e_o. De potentiometer R_h is schroefvormig opgewonden, zodanig dat de bedieningsknop over $10 \times 360°$ kan worden gedraaid. Op de bijbehorende schaal zijn deze 360° in honderd gelijke delen verdeeld, zodat ieder schaaldeel een fractie 0,001 van de totale weerstand vertegenwoordigt. Is S de aflezing van de potentiometer, dan is dus:

$$e_r = \frac{S}{1000} \cdot m \cdot e_o, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

waarin m een factor 0,1 of 0,01 is, al naar de positie van schakelaar sw_3.

De gebruikte schrijver krijgt langs beide assen zijn maximale uitwijkingen van 100 schaaldelen bij ingangsspanningen van 10^{-2} volt (dwz. 10^{-4} volt per schaaldeel). Een uitslag van Y schaaldelen komt dus overeen met

$$e_r = 10^{-4}\ Y \text{ volt}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Uit (8) vinden wij, gebruik makend van (9) en (10):

$$\Delta B = \frac{1}{S}\frac{1000\,RC}{m}\frac{1}{N_B A_B}10^{-4}\ Y.$$

De schaalwaarde voor de B-integrator is dus:

$$1 \text{ schaaldeel} \mathrel{\widehat{=}} \frac{1}{S}\frac{1000\,RC}{m}\frac{1}{N_B A_B}10^{-4} \text{ weber/m}^2. \quad (11)$$

R en C zijn bekend, en dit geldt ook voor $N_B A_B$, hoewel deze waarde verschilt voor verschillende gevallen. Uit (11) ziet men dat de schaalinstelling S van de potentiometer zo gekozen kan worden dat de schaalwaarde voor de B-as een geschikte waarde krijgt. Op analoge wijze kan men de schaalwaarde langs de H-as instellen.

Als wij de volle uitslag (100 schaaldelen) bijv. willen laten corresponderen met een waarde ΔB_1 van de fluxverandering, moet 1 schaaldeel overeenkomen met $\Delta B_1/100$ weber/m^2. Uit

[2]) R. F. Edgar, A new photo-electric hysteresigraph, Trans. Amer. Inst. El. Engrs. **56**, 805-809, 1937.

[3]) P. P. Cioffi, A recording fluxmeter of high accuracy and sensitivity, Rev. sci. Instr. **21**, 624-628, 1950.

[4]) Een beschrijving van dit principe kan men vinden in H. J. Roosdorp, Een automatische meetbrug voor gebruik in de industrie, Philips techn. T. **15**, 237-247, 1953 (No. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(11) volgt dat dan de potentiometer moet worden ingesteld op:

$$S = \frac{1}{N_B A_B \Delta B_1} \frac{10RC}{m} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Hadden R en C precies hun nominale waarden van 10^3 ohm en 10^{-6} farad, dan zou $10\ RC/m$ òf 10^{-1}, òf 1 zijn, afhankelijk van de stand van schakelaar sw_3. R is gelijk gemaakt aan zijn nominale waarde met een nauwkeurigheid van 0,1 %, maar voor C bedraagt de nauwkeurigheid slechts 0,5 %. Deze nauwkeurigheid is voldoende voor het aanwijsinstrument $N\Phi$. Voor de bediening van de schrijver is echter een grotere nauwkeurigheid gewenst. Daarom wordt C gemeten met een nauwkeurigheid van 0,1% (en ter contrôle wordt hetzelfde gedaan met R). Ten einde de berekening van de potentiometerinstelling S met behulp van (12) zo eenvoudig mogelijk te houden, worden nu R_s en R_p zodanig bijgeregeld dat m zoveel afwijkt van 0,1 resp. 0,01, dat $10RC/m$ gelijk wordt aan 0,1 resp. 1. De nauwkeurigheid waarmee hieraan is voldaan, bedraagt dan ongeveer 0,1 % en daar ook de potentiometer lineair is tot op 0,1 %, wordt de nauwkeurigheid in de aan de schrijver toegevoerde spanning enige tienden procenten. Ook de schrijver zelf is dikwijls tot op 0,1 % nauwkeurig. Door accumulatie van fouten (zie ook Appendix) zal de nauwkeurigheid in het uiteindelijk verkregen resultaat gewoonlijk ca. 0,5 % bedragen.

Invloed van thermokrachten

Het ingangsnetwerk van een integrator bevat de galvanometer, het meetspoeltje en de weerstand R. Er zijn maatregelen genomen om het optreden van thermokrachten in deze keten zoveel mogelijk te voorkomen. De koperen aansluitklemmen zijn zwaar uitgevoerd, en alle schakelelementen in de keten zijn van hetzelfde materiaal vervaardigd, uitgezonderd de weerstand R. Deze laatste is echter in een aluminium doos met dikke wanden ondergebracht. Daardoor worden de beide uiteinden van de weerstand zo goed mogelijk op dezelfde temperatuur gehouden. Ondanks deze maatregelen blijkt het toch nodig voorzieningen te treffen om voor de laatste sporen van thermokrachten te kunnen corrigeren. Deze correctie wordt tot stand gebracht door een netwerk (niet getekend in fig. 6), waarmee een kleine, regelbare en omkeerbare stroom door R kan worden gestuurd. De spanningsval in R kan zo worden ingesteld dat eventuele thermokrachten in de ingangsketen worden gecompenseerd.

Dat deze maatregelen nodig zijn, kan men op de volgende wijze inzien: als de fluxmeter in zijn gevoeligste stand wordt gebruikt, in combinatie met een schrijver die bij 10 millivolt volledig uitslaat, levert een constante spanning van 10^{-7} volt aan de ingangszijde van de integrator een uitslag van 10 schaaldelen in 100 seconden.

Thermokrachten vormen bij iedere fluxmeting een bron van fouten. Behalve echte thermokrachten treedt een ander effect op, dat men een schijnbare thermokracht zou kunnen noemen. Nu door de getroffen voorzorgen de ware thermokrachten zijn geëlimineerd, kan men dit effect waarnemen. Het wordt veroorzaakt doordat de nulstand van de galvanometer afhankelijk is van de temperatuur. Zulk een nulpuntsdrift heeft hetzelfde gevolg als een stroom die door de galvanometerspoel vloeit en dus als een e.m.k. in de ingangsketen. Maatregelen waardoor de galvanometer tegen temperatuurfluctuaties wordt beschermd, dragen bij om dit effect te beperken.

De meervoudige schakelaar sw_1 (a, b, c, d) heeft een drieledige taak. In de middenstand kan de integratiecondensator C zich ontladen door een hoge weerstand. Hierdoor wordt de uitgangsspanning van de fluxmeter tot nul teruggebracht. Staat de schakelaar in de integratiestand, dan is de integrator voor gebruik gereed. De derde stand wordt gebruikt om de compensatiestroom voor thermokrachten in te stellen. In deze stand is het apparaat ook als integrator geschakeld, alleen is de gevoeligheid nu twee maal zo groot als in de gevoeligste stand voor normaal gebruik. De compensatiestroom voor de nulpuntsdrift wordt ingesteld bij deze vergrote gevoeligheid.

Het registreren van de magnetisatie J

Daar de magnetisatie wordt gegeven door $J = B - \mu_0 H$, en de twee aan de schrijver toegevoerde spanningen recht evenredig zijn met B en $\mu_0 H$, kan men door deze twee spanningen electrisch van elkaar af te trekken, een spanning krijgen die evenredig is met J. De enige eis die hierbij wordt gesteld, is dat de schaalinstellingen van de twee integrators zo zijn dat de evenredigheidsfactoren tussen de uitgangsspanningen en B resp. $\mu_0 H$ gelijk zijn. Deze beperking is een nadeel, daar zij ons belet de schaalwaarden voor beide coördinatenassen onafhankelijk van elkaar te kiezen. Men kan de meting van J echter ook enigszins anders inrichten, waarbij dit nadeel wordt vermeden. Deze andere methode komt hierop neer dat men de noodzakelijke aftrekking van spanningen uitvoert aan de ingangs- en niet aan de uitgangszijde van de integratoren. Als de effectieve windingsoppervlakken van de B- en de H-spoel gelijk waren ($N_B A_B = N_H A_H$), zou men de in deze spoeltjes opgewekte spanningen eenvoudig van elkaar kunnen aftrekken en de resulterende spanning toevoeren aan de B- (nu veranderd in de J-) integrator. In de practijk moet de in de H-spoel opgewekte spanning eerst worden gereduceerd op de effectieve windingsoppervlakte van de B-spoel, wat betekent dat slechts een gedeelte $N_B A_B / N_H A_H$ dezer spanning moet worden afgetrokken. Het verlangde gedeelte wordt afgenomen van een potentiometer, die voor dit doel tussen de eindklemmen van de H-spoel is opgenomen. Een van de voordelen van de grote versterking van de teruggekoppelde versterker is dat de effectieve ingangsweerstand zo

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

groot is, dat men een potentiometer met betrekkelijk geringe weerstand kan gebruiken. Potentiometers met zeer grote weerstand die tegelijkertijd voldoende nauwkeurig zijn, zijn namelijk niet verkrijgbaar. In ons geval is een potentiometer van 1000 ohm gebruikt. Een schema van de schakeling vindt men in *fig. 8*. Als de weerstand van de H-spoel groter

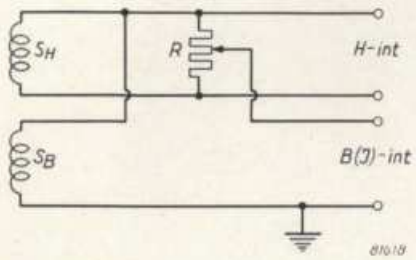


Fig. 8. Ingangsnetwerk voor de integratoren dat het mogelijk maakt de magnetisatie op te nemen als functie van de veldsterkte, terwijl men toch de schaalwaarden langs de J- en de H-as onafhankelijk van elkaar kan kiezen. S_H meetspoeltje voor de meting van H; S_B meetspoeltje voor de meting van B of J; R potentiometer.

is dan 1 ohm, moet men deze weerstand in rekening brengen bij de instelling van de potentiometer, indien men een nauwkeurigheid van 0,1 % bij de spanningsdeling wil handhaven.

De B-spoel moet zo zijn dat haar effectieve windingsoppervlakte kleiner is dan die van de H-spoel. Anders zou er een fractie groter dan 1 van de in de H-spoel opgewekte spanning van de potentiometer moeten worden afgetakt, wat natuurlijk niet kan.

De gebruikte potentiometer heeft weer een weerstandsdraad die schroefvormig is opgewonden met tien gangen. De contacten en de weerstandsdraad van deze potentiometer zijn van verschillend materiaal gemaakt. Er is reeds uiteengezet dat thermospanningen in de ingangsketen zeer ongewenst zijn en dat speciale maatregelen genomen moeten worden om hun invloed te beperken. Om deze reden is de potentiometer opgenomen in een dubbelwandige doos. De binnendoos is vervaardigd van dik koper en gevuld met olie. Op deze manier worden temperatuurverschillen vermeden in het gedeelte van de ingangsketen waar verschillende materialen worden gebruikt.

Correctie voor de draaddiameter van de B-spoel

De theorie leert dat men voor de berekening van de effectieve windingsoppervlakte van een spoel de hartlijn van de gebruikte draad als begrenzing moet nemen. Zelfs als de B-spoel overal tegen de wand van het onderzochte materiaalmonster aanligt, moet men daarom de omvatte flux splitsen in twee delen, nl. 1) de flux die door het monster zelf gaat en 2) de flux die tussen het monster en de hartlijn van de draadwindingen passeert. Deze tweede bijdrage levert een fout in de gemeten waarde van B. Men kan deze fout automatisch corrigeren door gebruik te maken van de bovenvermelde potentiometer over de H-spoel. Is s de oppervlakte van de ringvormige spleet tussen het materiaalmonster en de hartlijn van de windingen, dan is zijn effectieve oppervlakte $N_B s$. In de H-spoel correspondeert een effectieve windingsoppervlakte $N_H A_H$ met de totale in deze spoel geïnduceerde spanning, zodat een effectieve oppervlakte $N_B s$ correspondeert met een gedeelte $N_B s/N_H A_H$ van deze spanning. Indien wij, door middel van de potentiometer, dit gedeelte van de in de H-spoel opgewekte spanning aftrekken van de in de B-spoel opgewekte spanning, is automatisch voor de draaddiameter van de B-spoel gecorrigeerd.

Natuurlijk kan men deze correctie ook uitvoeren als de magnetisatie J wordt opgenomen. De totale H-flux door de B-spoel is dan $N_B(A_B + s)$ en dus moeten wij nu een gedeelte $N_B(A_B + s)/N_H A_H$ der in de H-spoel opgewekte spanning aftrekken.

Appendix

De invloed van de eindige versterking

Vergelijking (5) in de tekst is afgeleid in de onderstelling dat de versterking G oneindig groot was. In dit aanhangsel wordt de invloed van de eindige waarde van G nader onderzocht, waarbij ook de ingangsweerstand van de versterker en de weerstand van het meetspoeltje in rekening worden gebracht. *Fig. 9* is een herhaling van fig. 4. De netwerkvergelijkingen zijn:

$$e_a = r_i i_1$$
$$e_o = G e_a$$
$$v = e_o - R i_1 - R i_2$$
$$e_i = (r_s + r_i + R) i_1 + R i_2$$
$$\int_0^t i_2 \mathrm{d}t = C v.$$

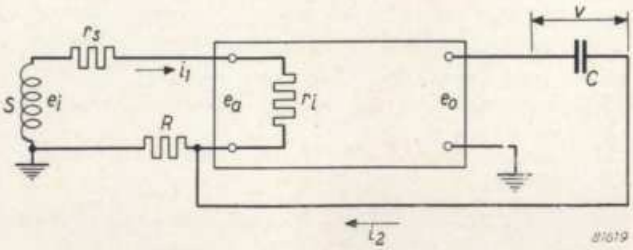


Fig. 9. Principeschema van een integrator, voor de afleiding van de netwerkvergelijkingen.

Van de zes variabelen (e_o, e_a, i, i_2, e_i en v) in deze vijf vergelijkingen kunnen de eerste vier worden geëlimineerd, waardoor een betrekking tussen e_i en v overblijft. Deze betrekking kan men schrijven in de vorm:

$$\int_0^t e_i \mathrm{d}t = RCv + \frac{r_s + r_i + R}{G r_i - R}\left[RCv + \int_0^t v \mathrm{d}t\right]. \qquad (13)$$

Dit resultaat kunnen wij vergelijken met de overeenkomstige

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

betrekking in het geval van een eenvoudig *RC*-integratienetwerk. Daar geldt:

$$\int_0^t e_i\,dt = RCv + \int_0^t v\,dt. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

In ons geval is $R = 1000$ ohm en $r_i = 500$ ohm, R_s is misschien enige ohms en de invloed hiervan is dus slechts klein. Met $G = 50 \cdot 10^6$ wordt:

$$\frac{r_s + r_i + R}{Gr_i - R} \approx \frac{1}{G/3} = 6 \cdot 10^{-8}.$$

Hieruit ziet men direct dat de eerste correctieterm in (13) verwaarloosbaar klein is vergeleken met de hoofdterm. De tweede correctieterm is identiek met die in (14), behalve dat hij in (13) wordt voorafgegaan door een factor van de orde van 10^{-7}. Daaruit volgt dat het netwerk werkt als een *RC*-integrator waarin de fout gereduceerd is met een factor die ongeveer $G/3$ bedraagt, zoals in de tekst reeds werd vermeld.

De tijdconstante

Als men v oplost uit vergelijking (13) in de onderstelling dat $e_i = 0$ (geen veranderende flux in het meetspoeltje), vindt men op welke wijze de spanning v over de condensator afneemt als deze aan zichzelf wordt overgelaten. Uit de oplossing volgt dat v exponentieel afneemt volgens:

$$\frac{v(t)}{v(0)} = \exp\left(-\frac{1}{RC}\,\frac{r_s + r_i + R}{(G+1)r_i + r_s}\,t\right).$$

Definieert men de tijdconstante τ als de tijd waarin v afneemt tot op 1/e van zijn beginwaarde, dan is:

$$\tau = RC\,\frac{(G+1)r_i + r_s}{r_s + r_i + R}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Met de genoemde waarden voor r_i, r_s, N en G vinden wij $\tau = \frac{1}{3}GRC = 17 \cdot 10^6\,RC$. Daar $RC = 10^{-3}$, is de tijdconstante ongeveer $1{,}7 \cdot 10^4$ sec $\approx$ 4,7 uur.

De integratiefout

In de practijk wordt niet de spanning v over de condensator, maar de uitgangsspanning e_o van de versterker gebruikt als maat voor de tijdintegraal van de ingangsspanning e_i. In plaats van de betrekking tussen v en e_i, kunnen wij uit de netwerkvergelijkingen ook de betrekking afleiden tussen e_o en e_i. Gebruik makend van (15), blijkt dat deze betrekking luidt:

$$e_o = \frac{1}{RC}\int_0^t e_i\,dt + e_i - \frac{1}{\tau}\int_0^t e_o\,dt. \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

(Als G naar oneindig gaat, doet τ hetzelfde en (16) gaat over in (6)). Uit (16) blijkt dat de uitgangsspanning niet precies evenredig is met de tijdintegraal van de ingangsspanning, maar dat er twee extratermen optreden. Een schatting van de invloed van deze termen op de nauwkeurigheid is daarom op zijn plaats. Het zal geen verbazing wekken dat enige beperkingen bestaan met betrekking tot de tijd waarover de integratie (en dus de meting van de flux) wordt uitgevoerd. Hoewel het uit (16) niet zonder meer blijkt, volgt uit een nauwkeuriger beschouwing van de verschillende termen in deze vergelijking dat de tweede term in het rechterlid ($+e_i$) verband houdt met een onderste grens voor de integratietijd, en dat de derde term in verband staat met een bovenste grens. Deze twee grenzen worden afzonderlijk nader beschouwd. In beide gevallen is het noodzakelijk iets aan te nemen omtrent de wijze waarop de flux in het meetspoeltje verandert als functie van de tijd, voordat een schatting van deze grenzen kan worden gemaakt. Beide grenzen zijn bekeken voor de volgende drie gevallen:

a) Een flux die recht evenredig met de tijd aangroeit met een gegeven bedrag.
b) Een flux die evenredig met het kwadraat van de tijd aangroeit met een gegeven bedrag.
c) Een sinusvormig veranderende flux met een duur van 1 periode en een gegeven maximale waarde.

De bovenste grens voor de integratietijd

Bij de beschouwing van dit geval kan in (16) de factor die betrekking heeft op de onderste tijdgrens worden verwaarloosd en deze vergelijking wordt:

$$e_o = \frac{1}{RC}\int_0^t e_i\,dt - \frac{1}{\tau}\int_0^t e_o\,dt.$$

Blijkbaar is de tijdconstante τ de factor die de grootte van de fout bepaald. Was τ oneindig groot, dan zou de fout nul zijn. Men kan aantonen dat in eerste benadering de fout evenredig is met de voor de uitvoering van de integratie gebruikte tijd. Bij de geldende waarde van τ ($\approx$ 280 min) is voor integratietijden van enkele minuten de benadering nog geoorloofd. Voor elk van de drie beschouwde gevallen blijkt bovendien de fout kleiner te zijn dan 1% als de integratietijd korter is dan 4 minuten. Bij de sinusvormig veranderende flux, die nog het meest overeenkomt met de in de practijk optredende gevallen, blijft de fout in de piekwaarde zelfs nog beneden 1% als de periode 8 minuten bedraagt.

De onderste grens voor de integratietijd

Is de integratietijd kort, dan kan de term in (16) die betrekking heeft op de bovenste tijdgrens worden verwaarloosd en deze vergelijking wordt:

$$e_e = \frac{1}{RC}\int_0^t e_o\,dt + e_i.$$

Aan het einde van een integratietijd wordt e_i nul en dan wordt ook de fout nul. Gedurende de integratie wordt echter wel een fout gemaakt. Een berekening hiervan voor de drie genoemde gevallen brengt aan het licht dat deze fout kleiner is dan 0,1 % als de integratie langer dan enige seconden aan de gang is. Daar de integratoren worden gebruikt met een electromechanische schrijver met een reactietijd van enige seconden, is deze beperking nooit belangrijk. De registraties moeten toch in zo'n langzaam tempo geschieden dat het mechanische systeem de fluxveranderingen kan volgen.

Samenvatting. Er is een apparaat ontwikkeld voor de automatische registratie van hysteresiskrommen. Als gewoonlijk worden B en H gemeten door integratie van de electrische spanningen die, als het veld verandert, worden opgewekt in op geschikte wijze opgestelde spoelen. Het apparaat bevat twee identieke integratoren, één voor B en één voor H, en levert uitgangsspanningen die evenredig zijn met de tijdintegralen van de ingangsspanningen. Deze uitgangsspanningen worden gebruikt om respectievelijk het papier en de pen van een X-Y-registreertoestel te bewegen, zodat B automatisch als functie van H wordt geregistreerd. De integratoren berusten op de eigenschap van een condensator dat de spanning hierover evenredig is met de tijdintegraal van de laadstroom. Een eenvoudig *RC*-integratienetwerk bestaande uit een condensator waaraan via een weerstand de spanning die moet worden geïntegreerd wordt toegevoerd, heeft het nadeel dat dit alleen kan worden gebruikt als de integratietijd kort is vergeleken met de waarde van het product *RC*. Om practische redenen is de waarde van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dit product beperkt, zodat voor integratietijden langer dan ca. $^1/_{50}$ seconde zo'n eenvoudig *RC*-netwerk niet bruikbaar is. In de gebruikte integratoren is dit bezwaar vermeden, zij kunnen werken bij integratietijden van ruim een minuut, zoals ze in de practijk optreden bij het onderzoek van niet gelamelleerde metallische monsters of van monsters met grote coërcitieve veldsterkte (permanente magneten). De nauwkeurigheid van de registratie bedraagt ongeveer 0,5 %. De schaalwaarden langs de *B*- en de *H*-as kunnen bij het begin van de meting op geschikte waarden worden ingesteld. Men kan ook rechtstreeks de magnetisatie in plaats van de inductie als functie van *H* opnemen.

Eén van de kenmerken van het apparaat is een systeem dat het mogelijk maakt de magnetisatie te registreren, terwijl men toch de vrijheid heeft de schaalwaarden langs beide assen onafhankelijk van elkaar te kiezen. Hetzelfde systeem stelt in staat automatisch een correctie aan te brengen voor de draaddiameter van de *B*-spoel.

EEN „PHOTOFLUX" LAMP MET VEREENVOUDIGDE VOET

door R. WESTRA. 771.448.4

De ontwikkeling van de flitslamp heeft zich de laatste jaren vooral gekenmerkt door een sterke vergroting van de specifieke lichthoeveelheid (d.i. het aantal visuele lumenseconden gedeeld door het volume van de ballon) en door een verlaging van de prijs [1] [2]). In het bijzonder ging de specifieke lichthoeveelheid met een sprong omhoog met het verschijnen van de „Photoflux" lamp type PF 3, „de kleinste flitslamp ter wereld", die in 1952 in de handel kwam. Deze miniatuurlamp heeft een grootste middellijn van 22 mm en een totale lengte van 50 mm (*fig. 1c*; in fig. 1*a* en *b* zijn ter vergelijking oudere „Photoflux" lampen afgebeeld). Ze levert ongeveer 5500 lmsec, een lichthoeveelheid die voor de meeste amateurdoeleinden ruim voldoende is. De fabricage van deze lamp is mogelijk geworden doordat men de techniek is gaan gebruiken volgens welke zeer kleine gloeilampjes, zoals rijwiellampjes, worden gefabriceerd.

Begin 1954 is in Amerika eveneens een kleine flitslamp verschenen, met een nog iets kleinere diameter (20 mm) en een overeenkomstig kleinere lichthoeveelheid (4000 tot 5000 lmsec), zie fig. 1*d*. In plaats van de tot dusverre algemeen gebruikte bajonetvoet met 15 mm diameter (BA 15 s, zie fig. 1*b* en *c*) heeft deze lamp een voet met slechts 9 mm diameter, die voorzien is van een groef waardoor ze in de lamphouder wordt vastgehouden. Het invoeren van deze kleinere en eenvoudiger lampvoet had ongetwijfeld ten doel de lamp goedkoper te kunnen fabriceren en door een overeenkomstig lagere verkoopsprijs de populariteit van de flitslamp nog verder te vergroten.

Ook bij Philips heeft men zich op nog goedkopere fabricage beraden. Om duidelijk te maken welke onderdelen het eerst voor vereenvoudiging in aan-

[1]) G. D. Rieck en L. H. Verbeek, De serie „Photoflux" flitslampen, Philips techn. T. **12**, 189-197, 1950.

[2]) L. H. Verbeek, De specifieke lichthoeveelheid van de „Photoflux" lampen, Philips techn. T. **15**, 311-315, 1953 (No. 10).

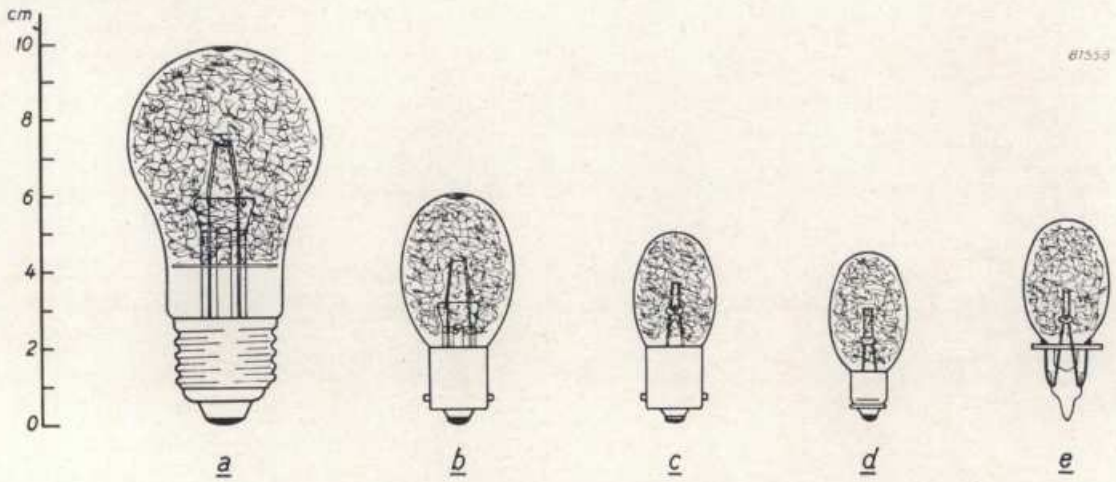


Fig. 1. Verschillende flitslampen. *a*) Lamp waarbij de toevoerdraden voor de ontsteekstroom door een „kneep" lopen, waarin zich ook de pompstengel bevindt. Deze constructie wordt alleen nog gebruikt voor lampen met zeer grote lichthoeveelheid, zoals de „Photoflux" lampen PF 60 en PF 100. *b*) Verkleinde uitvoering van (*a*), met bajonetvoet BA 15 s. In 1952 is deze uitvoering door Philips vervangen door de uitvoering (*c*). De in (*c*), (*d*) en (*e*) afgebeelde lampen hebben de moderne „parelstelconstructie" (de toevoerdraden lopen door een glasparel). *c*) „Photoflux" lamp PF 3, met lampvoet BA 15 s. *d*) Amerikaanse flitslamp, met kleinere voet. *e*) „Photoflux" lamp PF 1, met *glazen* voet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

merking komen, brengen we de drie hoofdonderdelen in herinnering waaruit een flitslamp bestaat:

1) Het lichtgevende gedeelte: een los kluwen van aluminium-magnesiumdraad, van zodanige lengte en diameter dat het kluwen bij verbranden in een zuurstofatmosfeer de vereiste lichthoeveelheid levert.
2) De doorzichtige, geheel gesloten, omhulling, in de vorm van een glazen ballon, die de werking van de lamp gevaarloos en reukeloos maakt en de zuurstofvulling afsluit van de lucht.
3) Het electrische ontsteekmechanisme: dit bestaat uit een pasta, aangebracht op een wolfraamdraadje, dat van twee stroomtoevoerdraden is voorzien; buiten de ballon zijn de toevoerdraden gesoldeerd aan een metalen lampvoet, die op de ballon is gekit. Brengt men de wolfraamdraad door een electrische stroom tot gloeien, dan ontbrandt de pasta, wat op zijn beurt de aluminium-magnesiumdraad ontsteekt.

Een belangrijke besparing werd destijds verkregen door het ontsteekmechanisme niet te monteren op een „kneepstel" (fig. 1*a* en *b*), maar op een „parelstel" (fig. 1*c*), waarbij de toevoerdraden op afstand worden gehouden door een glasparel (zie het in noot [2]) aangehaalde artikel).

Verdere besparing moest in de eerste plaats worden gezocht in de niet-essentiële delen van het ontsteekmechanisme. De nieuwe Amerikaanse constructie (fig. 1*d*), met de kleinere voet, gaat reeds in die richting. Wij wilden echter een radicale stap verdergaan en hebben ons afgevraagd of we de metalen voet niet konden vervangen door een (goedkopere) glasconstructie.

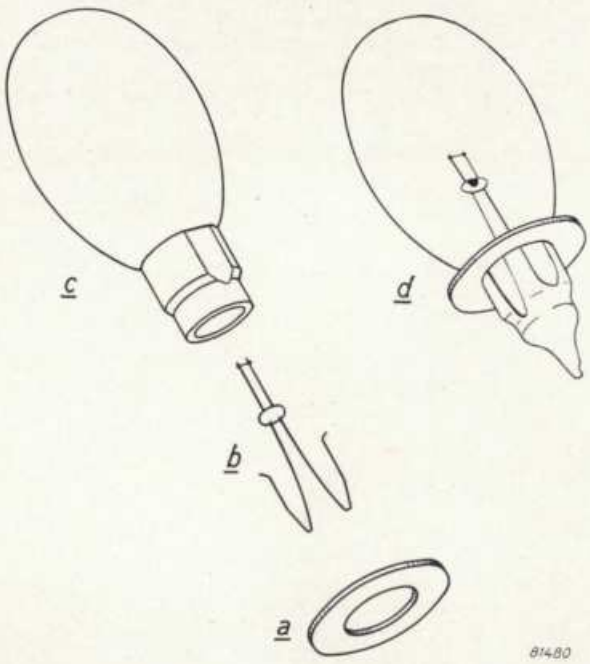


Fig. 2. Bij de „Photoflux" lamp PF 1 worden de toevoerdraden van het parelstel (*b*), die langs de hals van de ballon (*c*) komen te liggen, vastgehouden door een isolerende ring (*a*). *d*) De lamp PF 1 compleet.

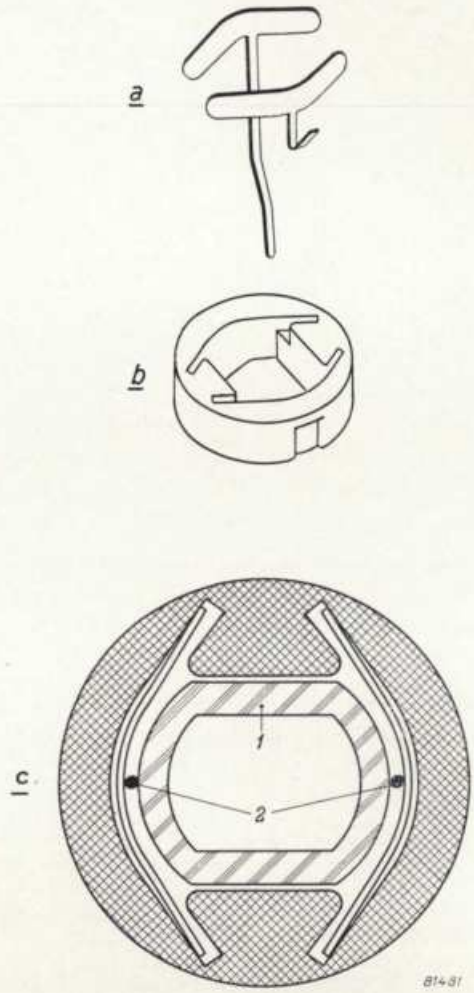


Fig. 3. Lamphouder voor de „Photoflux" lamp PF 1. *a* bladveren, *b* isolerend lichaam, *c* houder met erin geplaatste lamp (*1* glazen hals, *2* stroomtoevoerdraden).

Inderdaad is het gelukt de hals van de ballon een zodanige vorm te geven dat dit gedeelte de beide functies van de metalen voet kan overnemen, namelijk het vasthouden van de lamp in de reflector, en het in contact brengen van de toevoerdraden met de ontsteekstroombron. De verwezenlijking hiervan bij de nieuwe „Photoflux" lamp, type PF 1, is te zien in fig. 1*e* en *fig. 2*. De buiten de ballon uitstekende gedeelten van de stroomtoevoerdraden liggen langs de hals en worden stevig op hun plaats gehouden door een platte ring van isolatiemateriaal (*a* in fig. 2). Op deze ring is de type-aanduiding gestempeld. De glazen hals is aan twee zijden afgeplat, waardoor de lamp alleen zodanig in de houder (*fig. 3*) kan worden geplaatst dat de toevoerdraden contact maken met zich in de houder bevindende blad-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veren. Bij het inzetten van de lamp schuren de draden langs de veren, wat voor goed contact belangrijk is. De veren zorgen bovendien voor het vasthouden van de lamp in de houder.

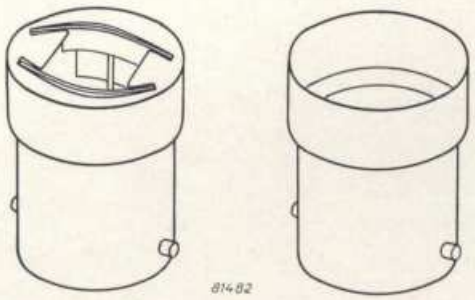
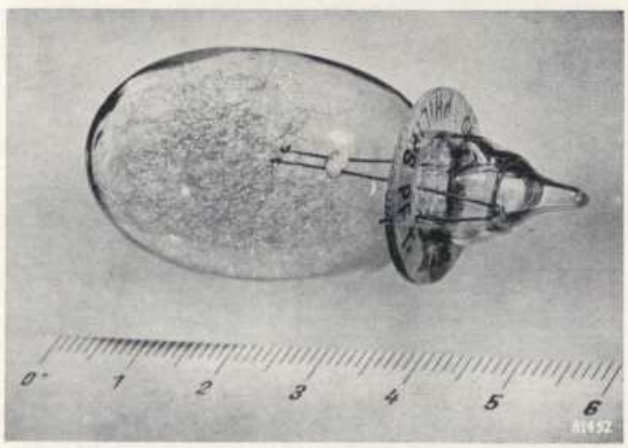


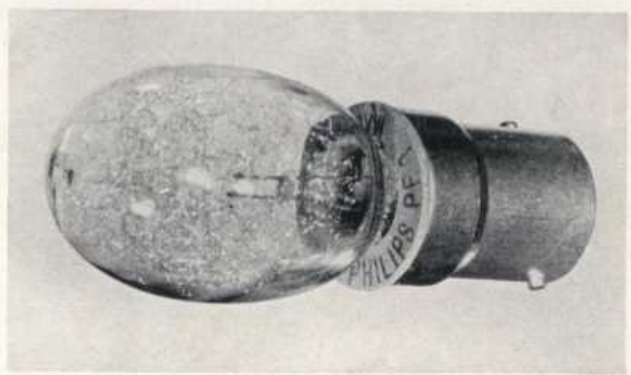
Fig. 4. Links: adaptor, bestaande uit een bajonetvoet BA 15 s (rechts) waarin de lamphouder van fig. 3 is aangebracht.

De beschreven constructiewijziging is niet gegaan ten koste van de lichtopbrengst van de lamp: de PF 1 heeft zelfs een grotere specifieke lichthoeveelheid dan de PF 3.

Een bezwaar van iedere nieuwe lampvoet — ook van de Amerikaanse van fig. 1*d* — is dat men een adaptor moet gebruiken zolang er nog geen flitsapparaten verkrijgbaar zijn met een lamphouder waarin de nieuwe voet past, of zolang men de bestaande flitsapparaten nog niet met zo'n houder heeft uitgerust. De in fig. 3 afgebeelde houder is klein genoeg om te kunnen worden ondergebracht in een bajonetvoet BA 15 s (*fig. 4*), waarvoor de meeste tegenwoordige flitsapparaten zijn geconstrueerd. *Fig. 5* toont de nieuwe „Photoflux" lamp, zonder en met adaptor. Natuurlijk zal de adaptor overbodig worden zodra de fabrikanten van flitsapparaten er toe overgaan hun lamphouders bij de nieuwste ontwikkeling van de lamp aan te passen.

In *fig. 6* is een doorsnede van een flitsapparaat met zulk een houder en met de nieuwe lamp getekend. De kleine afmetingen van de lamp maken het mogelijk ook een kleine reflector te gebruiken, waarbij een gelijkmatige lichtverdeling verkregen wordt.





81451

Fig. 5. De „Photoflux" flitslamp PF 1, zonder en met adaptor.

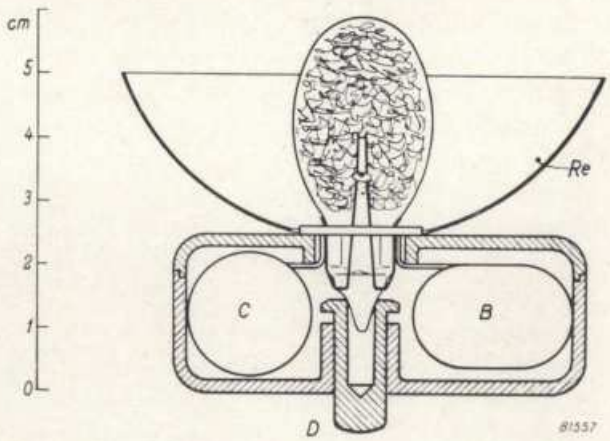


Fig. 6. Flitsapparaat met „Photoflux" lamp PF 1. De hier getekende uitvoering van het apparaat is ontworpen voor de thans veel gebruikte ontsteking met behulp van een condensator (*C*). De reflector *Re* heeft een middellijn van 75 mm. *B* is de batterij (anodebatterij van een hoorapparaat, van 22,5 V), *D* een drukknop voor het uitwerpen van de gebruikte lamp.

De afgebeelde reflector heeft een middellijn van 75 mm. De afmetingen van de complete flitsapparatuur kunnen nu ook zeer klein worden, wat uiteraard een voordeel is. Door middel van een drukknop kan men de gebruikte lamp snel verwijderen.

Samenvatting. Beschreven wordt een „Photoflux" flitslamp, type PF 1, waarbij de tot dusverre gebruikte metalen voet is vervangen door een deel van de glazen ballon. Hierdoor wordt de lamp aanzienlijk goedkoper. De uit de ballon stekende toevoerdraden zijn zo omgebogen dat ze langs de hals liggen; ze worden op hun plaats gehouden door een isolerende ring. Bij het in de houder plaatsen van de lamp komen deze draden in contact met bladveren, die de lamp vasthouden en waarover de ontsteekstroom wordt toegevoerd. Zolang de nieuwe houder nog niet is ingeburgerd, kan men zich bedienen van een adaptor, die van een normale bajonetvoet BA 15 s is voorzien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

WERKING EN CONSTRUCTIE VAN GERMANIUMDIODES

door J. C. van VESSEM.

621.314.632:537.311.33

Voor de gebruiker van germaniumdiodes is het niet strikt noodzakelijk te weten waarop de gelijkrichtende werking van deze diodes berust. Hij kan de karakteristiek van de diode als uitgangspunt nemen. Toch meent de redactie dat vele lezers zich ook zullen interesseren voor wat zich in het germaniumkristal afspeelt. Als inleiding tot een volgend artikel in deze aflevering, over de toepassing van germaniumpuntcontactdiodes, worden daarom in het onderhavige artikel de physische verschijnselen besproken die, naar de huidige inzichten, aan de gelijkrichting ten grondslag liggen. Tevens bevat het artikel enige details omtrent constructie en fabricage van germaniumpuntcontactdiodes.

Ons tegenwoordige inzicht in de processen die zich bij de gelijkrichting, en ook bij de transistorwerking, in een germaniumkristal afspelen, danken wij grotendeels aan Shockley en medewerkers, die deze processen op verschillende plaatsen, zowel op een wetenschappelijke als op een meer populaire wijze, hebben beschreven [1]).

Van fundamenteel belang is dat electriciteitsgeleiding in zo'n kristal tot stand komt door de beweging van twee soorten ladingsdragers, de zg. „vrije electronen" en de zg. „gaten", die in paren (één exemplaar van iedere soort) kunnen ontstaan (generatie), maar ook verdwijnen (recombinatie). Onder bepaalde omstandigheden komt gelijkrichting tot stand door een subtiel samenspel van ladingsverplaatsingen door electrische velden en door diffusie met de genoemde generatie- en recombinatieprocessen. In het onderstaande zullen wij dit nader verklaren.

Electriciteitsgeleiding in germanium

Vrije electronen en gaten in zuiver germanium

Germanium behoort evenals silicium, selenium en tellurium tot die groep halfgeleiders waarbij de geleiding plaatsvindt door electronen. Zoals zal blijken, is nl. ook geleiding door „gaten" in wezen een ladingstransport door electronen. Er bestaan ook halfgeleiders waarbij ionen voor het transport van lading zorg dragen. Deze tweede groep willen wij hier buiten beschouwing laten.

In het kristal van silicium of germanium is ieder atoom gebonden aan vier buuratomen, gelegen op de hoekpunten van een tetraëder met het eerstbedoelde atoom in het zwaartepunt. Iedere binding tussen twee atomen komt tot stand door een electronenpaar bestaande uit één valentie-electron van het ene atoom en één van het andere atoom (zg. covalente of homopolaire binding). Zo zijn de vier valentie-electronen van elk atoom alle benut. In *fig. 1* is dit in een tweedimensionale voorstelling getekend.

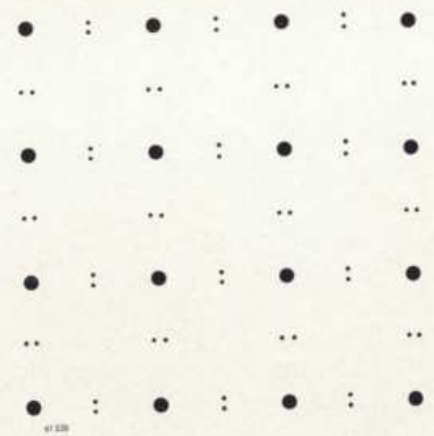


Fig. 1. Voorstelling van het germaniumkristalrooster in een plat vlak. De zware stippen stellen de germaniumatomen voor, de lichte stippen de valentie-electronen, die paarsgewijs de homopolaire bindingen van ieder atoom met zijn vier buren tot stand brengen.

Een electron kan ten gevolge van de thermische trillingen van het rooster uit zijn plaats worden losgeslagen. Dit kan alleen met valentie-electronen gebeuren; de andere electronen zijn daarvoor te vast aan de kernen gebonden. De kans dat een valentie-electron wordt losgeslagen is overigens gering. Immers, op het ogenblik dat dit gebeurt, moet de situatie ter plaatse toevallig zo zijn dat niet alleen aan de wet van het behoud van energie kan worden voldaan, maar bovendien tegelijkertijd aan de wet van het behoud van impuls. Om dezelfde reden is echter ook de kans gering dat een eenmaal losgeslagen electron weer naar zijn oorspronkelijke

[1]) Men zie bijv. W. Shockley, Transistor electronics: imperfections, unipolar and analog transistors, Proc. Inst. Rad. Engrs. **40**, 1289-1313, 1952, of ook W. Shockley, Electrons and holes in semiconductors, D. van Nostrand, New York en Londen, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

plaats zal terugvallen; zijn terugweg is vrijwel afgesneden. Wel zal het electron enige neiging vertonen in de omgeving van de achtergebleven open plaats (een zg. „gat") te blijven. Er bevindt zich daar nu namelijk een ongecompenseerde kernlading die het electron aantrekt. Doordat de elkaar aantrekkende ladingen zich bevinden in een diëlectricum (nl. het germanium, waarvoor $\varepsilon_r = 16$), is de aantrekkingskracht slechts gering. Reeds bij kamertemperatuur is het electron nagenoeg vrij en dwaalt ten gevolge van de warmtebeweging door het kristal.

Ook de bovengenoemde „gaten" nemen deel aan de warmtebeweging. Een gat kan nl. gemakkelijk door een valentie-electron uit een naburige binding worden opgevuld, waardoor het gat nu verschijnt op de oorspronkelijke plaats van het versprongen valentie-electron. Dit nieuwe gat kan op zijn beurt worden opgevuld, enz. We kunnen dus zeggen dat het gat door het kristal heen beweegt.

Geleidingsvermogen van zuiver silicium en germanium

Heerst in een stukje zuiver silicium of germanium een electrisch veld, dan leveren zowel de vrije electronen als de gaten een bijdrage tot de stroom. Voor de vrije electronen is dit zonder meer duidelijk. Voor de gaten zal er voorkeur bestaan opgevuld te worden door die valentie-electronen die daarbij aan de door het veld uitgeoefende aandrang kunnen toegeven. Daar de electronen tegen het veld in gaan, bewegen de gaten met het veld mee. Zij gedragen zich dus alsof zij positief geladen deeltjes waren.

De grootte van het geleidingsvermogen zal o.a. afhangen van het aantal aanwezige vrije electronen en gaten. Voortdurend worden nieuwe vrije electronen en gaten gevormd (generatie), maar daarnaast treden ook recombinaties op, waarbij een gat door een vrij electron wordt opgevuld. In de evenwichtstoestand is, per eenheid van tijd en van volume, het aantal generaties gelijk aan het aantal recombinaties. De concentraties n en p, respectievelijk van de vrije electronen (n van negatief) en van de gaten (p van positief), die in zuiver silicium of germanium onderling gelijk zijn, zijn steeds zo gering ten opzichte van de concentratie der atomen dat het aantal generaties niet merkbaar beïnvloed wordt door het feit dat reeds enkele valentie-electronen zijn vrijgemaakt. Het aantal generaties kunnen we dus voorstellen door een constante C. Het aantal recombinaties is echter zowel evenredig met de concentratie der vrije electronen als met die der gaten, en bedraagt dus $c\,n\,p$, waarin c een constante voorstelt. De evenwichtswaarden van n en p worden derhalve bepaald door de vergelijkingen:

$$c\,n\,p = C \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

en

$$n - p = 0, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waaruit volgt:

$$n = p = \sqrt{C/c}. \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

De constanten C en c zijn functies van de temperatuur. Bij stijgende temperatuur neemt C snel toe, terwijl de invloed op c betrekkelijk gering is. Daardoor neemt het geleidingsvermogen toe (binnen bepaalde temperatuurgrenzen). Deze eigenschap is kenmerkend voor een halfgeleider.

Bij germanium zijn de valentie-electronen iets minder vast gebonden dan bij silicium. Daardoor geleidt bij dezelfde temperatuur germanium het beste van de twee. Bij diamant, waarvan het kristal op dezelfde manier is opgebouwd als dat van silicium en germanium, zijn de valentie-electronen zo stevig gebonden dat de aantallen vrije electronen en gaten verwaarloosbaar klein zijn. Daardoor is diamant een isolator. Ook het geleidingsvermogen van germanium is nog vrij klein. Bij kamertemperatuur geleidt zuiver koper ca. 10 millioen maal beter dan zuiver germanium.

De invloed van „verontreinigingen"

Ten einde germanium voor gelijkrichtdoeleinden geschikt te maken, lost men kleine hoeveelheden van bepaalde elementen („verontreinigingen") in het germanium op. Een geschikte verontreiniging is bijv. het element arseen. Het arseenatoom kan in het germaniumrooster de plaats innemen van een germaniumatoom. Het heeft echter vijf in plaats van vier valentie-electronen. Voor één van deze electronen is er in de valentiebindingen dus geen plaats en dit electron zal aanvankelijk vrij willekeurig ronddwalen in de buurt van het arseenatoom, dat, door het kwijtraken van een van zijn electronen, een niet-gecompenseerde kernlading overhoudt. Evenals bij een gat en een vrij electron het geval was, is door de invloed van het diëlectricum de aantrekkende werking tussen deze positieve kernlading en het vijfde valentie-electron vrij gering. Door de thermische trillingen wordt het reeds bij kamertemperatuur gemakkelijk tot een vrij electron gemaakt dat zich in geen enkel opzicht onderscheidt van de vrije electronen die uit valentiebindingen zijn losgemaakt. Verontreinigingen van de soort als arseen, die dus een electron afgeven, noemt men donors. Andere donor-elementen (alle vijfwaardig) zijn fosfor, antimonium en bismuth.

Voegen wij een driewaardig element toe, zoals borium of indium, dan ontstaat een geheel andere situatie. Er is nu bij één van de bindingen een elec-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tron te kort. Uit een naburige binding kan een electron op de open plaats springen. Op deze plaats heeft het wel een wat grotere energie dan in een normale binding, omdat zijn lading nu niet door een positieve lading in de kern wordt gecompenseerd, maar deze extra-energie kan door de warmtebeweging gemakkelijk worden geleverd. Een valentie-electron dat op de open plaats bij een boriumatoom springt, laat een gat achter. Het diëlectricum maakt weer dat de aantrekkende invloed die het gat van het negatieve boriumion ondergaat, slechts gering is. Het gat diffundeert gemakkelijk weg, zodat de terugweg voor het extra-electron bij het boriumatoom is afgesneden. Natuurlijk zal er ook wel weer eens een gat in de nabijheid komen, waardoor het electron de kans krijgt van het boriumatoom weg te springen, maar gemiddeld zal het toch enige tijd op deze minder gunstige plaats verblijven.

De driewaardige verontreinigingen noemt men acceptors, daar ze een electron binden. Zij geven dus aanleiding tot het ontstaan van extragaten.

Germanium met donors en acceptors

Zeer vaak hebben wij te maken met germanium waarin zowel donors als acceptors voorkomen. Het germanium bevat dan echter niet — in tegenstelling tot wat men misschien zou verwachten — zowel veel vrije electronen als veel gaten. Dit wordt verhinderd door de eerder besproken recombinatie van vrije electronen en gaten. Op deze kwestie moeten wij hier nog iets nader ingaan.

Het mechanisme van rechtstreekse generatie en recombinatie van vrije electronen en gaten als gevolg van de warmtebeweging in het kristal, dat wij bij zuiver germanium stilzwijgend als het enige werkzame hebben opgevat, is ook nu nog actief. Volgens een stelling uit de statistische mechanica zullen, als er tegelijkertijd en onafhankelijk van elkaar verschillende mechanismen werkzaam zijn die alle generatie en recombinatie tot gevolg hebben, deze mechanismen ook afzonderlijk naar dezelfde evenwichtsconcentraties streven [2]). (Een voorstelbaar tweede mechanisme is bijv. een generatieproces waarbij eerst een valentie-electron terechtkomt bij een donor, die zijn extra-electron had afgegeven, om vervolgens te worden vrijgemaakt, terwijl recombinatie met dezelfde tussenstap in omgekeerde richting verloopt.) Het optreden van meer dan één mechanisme zal wel de snelheid waarmee het evenwicht zich instelt beïnvloeden, maar niet het evenwicht zelf (katalysatorwerking).

[2]) De stelling berust op het zg. principe van het gedetailleerde evenwicht.

Gezien de relatief zeer geringe concentraties der verontreinigingen (bijv. 1 verontreiniging op 100 millioen atomen), beïnvloeden deze de rechtstreekse generaties en recombinaties practisch niet. De rechtstreekse processen vormen dus een onafhankelijk werkend mechanisme en voor de bepaling van de evenwichtsconcentraties behoeven wij alleen met dit mechanisme rekening te houden. Ook nu is vergelijking (1) dus nog geldig. Wij schrijven (1) in de vorm:

$$p\,n = C/c = N_i^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Hierin stelt N_i de onderlinge gelijke waarden voor van n en p, die gelden voor zuiver germanium (index i van „intrinsiek").

Vergelijking (2) echter krijgt een gewijzigde vorm. Bij kamertemperatuur hebben alle donors en acceptors vrijwel voortdurend een electron, resp. gat afgegeven. De donors en acceptors (concentraties respectievelijk N_d en N_a) bevinden zich dus in het kristalrooster als gefixeerde positieve en negatieve ladingen, die gezamenlijk een ladingsdichtheid $N_d - N_a$ opleveren. De gaten en vrije electronen (bewegelijke ladingen) leveren een ladingsdichtheid $p - n$, en daar het kristal neutraal is, moet gelden:

$$p - n = -(N_d - N_a). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Door (4) en (5) zijn p en n volledig bepaald als functie van N_i en $N_d - N_a$. In *fig. 2* zijn p en n uitgezet als functie van de overmaat donors, $N_d - N_a$.

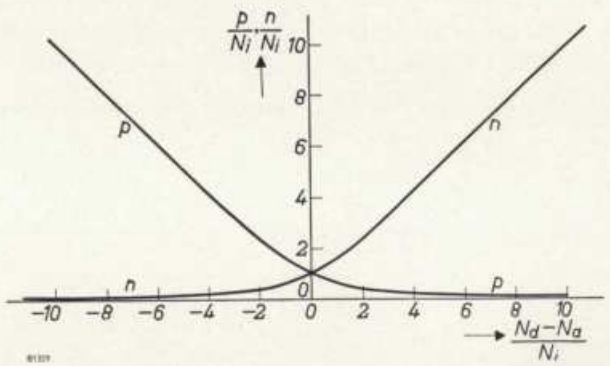


Fig. 2. Evenwichtsconcentraties van vrije electronen (n) en van gaten (p) in een halfgeleider als functie van het verschil in concentratie van donors en acceptors, $N_d - N_a$. Als eenheid van concentratie is voor beide assen de concentratie N_i van vrije electronen in de zuivere halfgeleider ($N_d = N_a = 0$) gebruikt.

Voor beide coördinaten is N_i als eenheid gebruikt. Germanium met een overmaat aan donors levert een grote concentratie van vrije electronen en een kleine concentratie van gaten. Zulk germanium noemt men n-germanium, omdat de stroomgeleiding

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoofdzakelijk door electronen geschiedt. Bij een overmaat aan acceptors treedt een grote concentratie van gaten en een kleine concentratie van vrije electronen op. Men spreekt dan van *p*-germanium, omdat nu hoofdzakelijk de gaten (die zich als positieve ladingsdragers voordoen) voor de geleiding zorgen.

Het overgangsgebied p-n

Wij veronderstellen dat we een germaniumkristal hebben waarin de concentraties van donors en acceptors op zodanige wijze afhangen van de plaats dat er een overgangsgebied van *p*- naar *n*-germanium optreedt. In *fig. 3a* is het aangenomen verloop van $N_d - N_a$, het verschil in de concentraties van donors en acceptors bij zo'n „*p-n*-overgang" getekend. Bij de nu volgende discussie nemen we aan dat alle voorkomende grootheden uitsluitend van de *x*-coordinaat afhangen. In fig. 3*b* zijn de concentraties van de vrije electronen en van de gaten uitgezet, zoals die volgens fig. 2 behoren bij de ter plaatse optredende waarden van $N_d - N_a$. Dit verloop beantwoordt niet aan een evenwichtstoestand. In het overgangsgebied bestaat een gradient, zowel van de concentratie der vrije electronen als van die der gaten. Deze gradienten veroorzaken diffusiestromen van vrije electronen naar het *p*-gebied en van gaten naar het *n*-gebied. Het gevolg van de diffusiestromen is dat in het *n*-gebied een tekort, in het *p*-gebied een teveel aan negatieve lading ontstaat. Er vormt zich rechts van de overgang een gebied van positieve en links een gebied van negatieve ruimtelading, dus een electrische dubbellaag, ongeveer als in fig. 3*c* is geschetst. Daardoor ontstaat een electrisch veld, dat de vrije electronen naar het *n*- en gaten naar het *p*-gebied terugdrijft (fig. 3*d*). De evenwichtstoestand is bereikt wanneer het electrische veld zo sterk is dat het verdere ladingsverplaatsing door diffusie juist belet. De gevormde electrische dubbellaag levert het potentiaalverschil tussen het *n*- en het *p*-gebied, dat in fig. 3*e* is getekend.

Voor de grootte van dit potentiaalverschil zullen wij op eenvoudige wijze een uitdrukking afleiden, die ons bij de beschouwingen over het gelijkrichtproces goede diensten zal bewijzen.

De dichtheid w_n van de (deeltjes)stroom in de positieve *x*-richting der vrije electronen kan worden voorgesteld door:

$$w_n = -\mu_n E n - D_n \frac{dn}{dx}. \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

In het rechterlid dezer vergelijking stelt de eerste term de bijdrage voor van het electrische veld *E*. Deze bijdrage is evenredig met dit veld en met de concentratie *n* der vrije electronen. De evenredigheidsconstante μ_n wordt de „bewegelijkheid" dezer electronen genoemd. Het minteken bij deze term is het gevolg van de negatieve electronenlading.

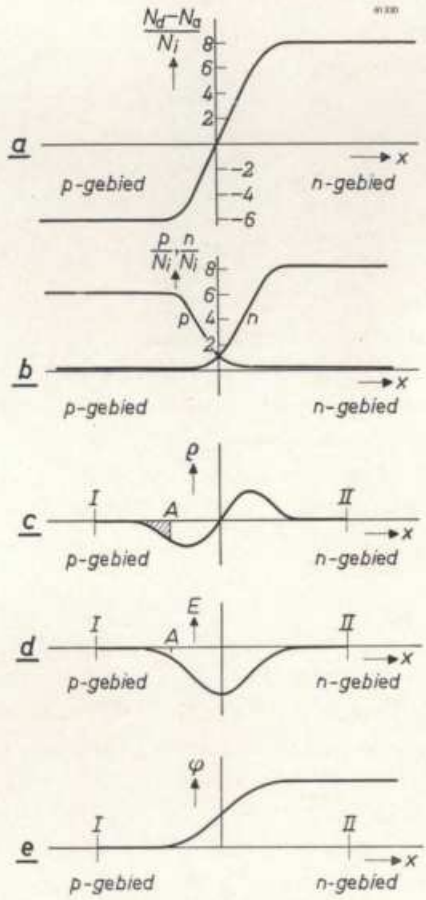


Fig. 3. *a*) Verloop van het concentratieverschil $N_d - N_a$ tussen donors en acceptors bij een *p-n*-overgang. In het *p*-gebied is $N_d - N_a < 0$ (overmaat acceptors), in het *n*-gebied is $N_d - N_a > 0$ (overmaat donors).
b) Verloop van de concentraties van vrije electronen en gaten, resp. *n* en *p*, die volgens fig. 2 bij het in (*a*) voorgestelde verloop van $N_d - N_a$ zouden behoren. In werkelijkheid stellen deze concentraties zich niet in maar wordt zowel voor vrije electronen als voor gaten het concentratieverloop geleidelijker als gevolg van diffusie van vrije electronen naar het *p*-gebied en van gaten naar het *n*-gebied.
c) Ruimteladingsdichtheid die ontstaat als gevolg van de diffusie van vrije electronen naar het *p*-gebied en van gaten naar het *n*-gebied. Deze ruimteladingsverdeling vormt een electrische dubbellaag. Het gearceerde oppervlak stelt de lading voor die doorsnede *A* in het *p*-gebied is gepasseerd.
d) Verloop van de electrische veldsterkte *E* die heerst in de in (*c*) geschetste electrische dubbelaag. De gearceerde oppervlakte in (*c*) is een maat voor de veldsterkte in doorsnede *A*.
e) Potentiaal bij een *p-n*-overgang. φ is de electrostatische potentiaal ten opzichte van een willekeurig nulniveau.

De tweede term is de bijdrage der diffusie, die evenredig is met, doch tegengesteld gericht aan, de concentratiegradient dn/dx. De evenredigheidsconstante D_n is de diffusieconstante der vrije electronen.

In het onderhavige geval (geen uitwendige spanning over het kristal) is in de stationnaire toestand

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$w_n = 0$, en uit (6) volgt dan:

$$E = -\frac{D_n}{\mu_n}\frac{1}{n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Is φ de electrische potentiaal, dan is $E = -\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}x$. Kiezen wij doorsneden I en II ter weerszijden van het overgangsgebied resp. in het p- en in het n-germanium (zie fig. 3c) en stellen wij de evenwichtsconcentraties der vrije electronen in deze doorsneden resp. n_I en n_{II}, dan levert integratie van (7) van I tot II het potentiaalverschil φ_0 tussen het n- en het p-germanium:

$$\varphi_0 = -\int_I^{II} E\,\mathrm{d}x = \frac{D_n}{\mu_n}\int_I^{II}\frac{1}{n}\,\mathrm{d}n = \frac{D_n}{\mu_n}\ln\frac{n_{II}}{n_I}. \quad (8)$$

Hiermee is de gezochte uitdrukking gevonden.

Uitgaande van de dichtheid van de gatenstroom, kan men op analoge wijze afleiden:

$$\varphi_0 = \frac{D_p}{\mu_p}\ln\frac{p_I}{p_{II}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Deze uitdrukking is equivalent met (8). Uit (4) volgt namelijk dat $p_I n_I = p_{II} n_{II}$, terwijl tevens algemeen geldt: $D_n/\mu_n = D_p/\mu_p$. Laatstgenoemde gelijkheid staat bekend als de relatie van Einstein, daar deze haar algemeen heeft bewezen.

Stellen wij

$$\mu_n/D_n = \mu_p/D_p = a,$$

dan kunnen wij (8) en (9) ook brengen in de vorm:

$$\frac{n_{II}}{n_I} = \frac{p_I}{p_{II}} = \mathrm{e}^{a\varphi_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Het verloop als functie van x van de concentraties n en p in het overgangsgebied, en daarmee de dikte van dit gebied, kan men niet op eenvoudige wijze berekenen. Wel kan men met behulp van de vergelijking van Poisson het tot stand komen van het evenwicht tussen de diffusie en het electrische veld kwalitatief nagaan en inzien dat deze dikte geringer zal zijn naarmate het geleidingsvermogen groter is.

Is ϱ de ruimteladingsdichtheid, ε_0 de diëlectrische constante van vacuum en ε_r de relatieve diëlectrische constante van germanium, dan luidt de vergelijking van Poisson voor dit eendimensionale geval:

$$\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0\varepsilon_r}.$$

Daar

$$E = -\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}x},$$

kan dit ook worden geschreven als:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0\varepsilon_r},$$

waaruit volgt:

$$E(x) = \int_{-\infty}^{x}\frac{\varrho}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\,\mathrm{d}x. \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Het gearceerde oppervlak in fig. 3c is dus een maat voor de veldsterkte in doorsnede A. Breiden de ruimteladingsgebieden zich uit, doordat de diffusie de overhand heeft over het electrische veld, dan neemt de grootte van het gearceerde oppervlak toe, want dit stelt de lading voor die doorsnede A is gepasseerd. Dus wordt de veldsterkte in A groter (zie (11). De concentratiegradienten nemen echter af, doordat het verloop van de gaten zowel als van de vrije electronen steeds geleidelijker zal worden. Daarmee neemt ook de diffusie af. Het electrische veld groeit dus aan en de diffusie vermindert, totdat het evenwicht is bereikt. Is het geleidingsvermogen groot, dan is een kleine veldsterkte al in staat om een grote concentratiegradient in evenwicht te houden. Dan zal de ruimteladingslaag slechts een geringe dikte krijgen. Men kan op deze wijze ook inzien dat, als rechts en links van de p-n-overgang de geleidingsvermogens verschillen, het ruimteladingsgebied zich in het gedeelte met het grootste geleidingsvermogen het minst ver zal uitstrekken. In practische gevallen is bij p-n-overgangen de dikte van de ruimteladingsgebieden in de orde van 1 μ.

Gelijkrichting bij een p-n-overgang

Hypothetische p-n-overgang bij afwezigheid van generatie en recombinatie

Hoewel het op het eerste gezicht vreemd lijkt, zou toch, indien er geen recombinatie en generatie van vrije electronen en gaten plaatsvond, stroomgeleiding in beide richtingen loodrecht op een p-n-overgang onmogelijk zijn. Wij zullen dit nader toelichten. Het is daarna namelijk nog slechts een betrekkelijk kleine stap tot een verklaring van de gelijkrichtende werking van een p-n-overgang.

Ter inleiding beschouwen wij het geval dat er slechts één type ladingsdragers is, die links van zeker vlak in grote, en rechts ervan in geringe dichtheid aanwezig zijn. Dan hebben wij een goede geleider die grenst aan een slechte. Wordt een potentiaalverschil aangelegd, dan stelt zich, zoals men weet, een stationnaire toestand in, waarbij aan de continuïteitsvoorwaarde voor de stroom wordt voldaan doordat de electrische veldsterkten in de twee geleiders omgekeerd evenredig zijn met hun geleidingsvermogens, zodat in de goede geleider de veldsterkte kleiner is dan in de slechte. Dit wordt bereikt doordat op het grensvlak van de geleiders een ruimtelading wordt opgebouwd die het verschil in veldsterkte veroorzaakt.

In het geval dat ons interesseert, hebben we twee soorten ladingsdragers, nl. gaten en vrije electronen. Daar wij generatie en recombinatie uitsluiten, moet in een stationnaire toestand waarbij een stroom vloeit, voor de gaten en voor de vrije electronen afzonderlijk aan de continuïteitsvoorwaarde zijn voldaan. Voor de gaten levert deze voorwaarde dat in het p-germanium de veldsterkte kleiner moet zijn dan in het n-germanium. Voor de continuïteit van de stroom der vrije electronen moet echter juist he

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

omgekeerde het geval zijn, nl. in het *p*-germanium moet de veldsterkte groter zijn dan in het *n*-germanium. De enige toestand waarbij deze contradictie niet optreedt, is die waarbij geen stroom vloeit en de veldsterkte buiten het overgangsgebied nul is. Daarbij zal het gehele uitwendig aangebrachte spanningsverschil over de *p-n*-overgang staan. Deze toestand zal zich dus instellen. Buiten de *p-n*-overgang is dan ook de gradient dE/dx van de veldsterkte nul, en daar voor de ruimteladingsdichtheid geldt: $\varrho = \varepsilon_0 \varepsilon_r dE/dx$ (Poisson), betekent dit dat het kristal hier electrisch neutraal is.

Bij de boven gegeven redenering is stilzwijgend ondersteld dat in de stationnaire toestand, en op voldoende afstand van de *p-n*-overgang, een eventueel ladingstransport uitsluitend door een electrisch veld wordt bewerkstelligd, en dat er geen concentratiegradienten aanwezig zijn waardoor ook de diffusie een bijdrage zou kunnen leveren. Het bewijs dat deze, op zichzelf plausibele, onderstelling juist is, zullen wij hier niet geven. Er zij volstaan met de mededeling dat een situatie waarbij de concentratiegradienten niet tot nul naderen als men zich van de *p-n*-overgang af beweegt, in tegenspraak blijkt te zijn met de vergelijking van Poisson, waaraan steeds voldaan moet zijn.

De concentraties p en n bij aanwezigheid van een uitwendige spanning

In stroomloze toestand geldt steeds verg. (7). Is door een uitwendig aangelegde spanning het potentiaalverschil tussen *n*- en *p*-germanium vergroot met een bedrag $\Delta\varphi$, dan moet integratie van (7) van doorsnede *I* tot *II* de uitkomst $\varphi_0 + \Delta\varphi$ opleveren. Dit kan alleen indien de evenwichtsconcentraties van de vrije electronen en van de gaten zich eveneens hebben gewijzigd. Wij zullen de nieuwe concentraties met accenten van de oorspronkelijke onderscheiden. Integratie van (7) levert dan:

$$\varphi_0 + \Delta\varphi = \frac{D_n}{\mu_n} \ln \frac{n_{II}'}{n_I'},$$

wat wij met (10) kunnen brengen in de vorm:

$$\frac{n_{II}'}{n_I'} = \frac{n_{II}}{n_I} e^{a\Delta\varphi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Voor de verhouding van de gewijzigde concentraties der gaten geldt analoog:

$$\frac{p_{II}'}{p_I'} = \frac{p_{II}}{p_I} e^{-a\Delta\varphi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Bovendien volgt uit de neutraliteitsvoorwaarde nog dat de concentraties der vrije electronen en der gaten met gelijke bedragen moeten zijn veranderd. Voor het *p*-germanium levert dit:

$$n_I' - n_I = p_I' - p_I, \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

en voor het *n*-germanium:

$$n_{II}' - n_{II} = p_{II}' - p_{II}. \quad \ldots \quad (15)$$

De vergelijkingen (12) tot en met (15) bepalen de vier nieuwe evenwichtsconcentraties. De oplossing levert geen moeilijkheid op. In *fig. 4* zijn de voor een bepaald geval berekende concentraties grafisch voorgesteld als functie van $\Delta\varphi$. Er blijkt uit dat een vergroting van het potentiaalverschil tussen het *n*- en het *p*-gebied ($\Delta\varphi > 0$) concentratieverlagingen tot gevolg heeft, die veel geringer zijn dan de concentratieverhogingen die optreden als dit potentiaalverschil met hetzelfde bedrag wordt verlaagd ($\Delta\varphi < 0$). Dit is niet verwonderlijk: de concentratieverlagingen hebben nl. een natuurlijke grens, en wel die waarbij de concentraties van de zg. minderheidsladingsdragers (dat zijn in het *p*-gebied de vrije electronen, en in het *n*-gebied de gaten) nul worden. Voor de concentratieverhogingen bestaat zo'n grens niet. Wij zullen straks zien dat dit verschillende gedrag der concentratieveranderingen bij verschillende polariteit van $\Delta\varphi$ de oorzaak is van het gelijkrichteffect bij een *p-n*-overgang.

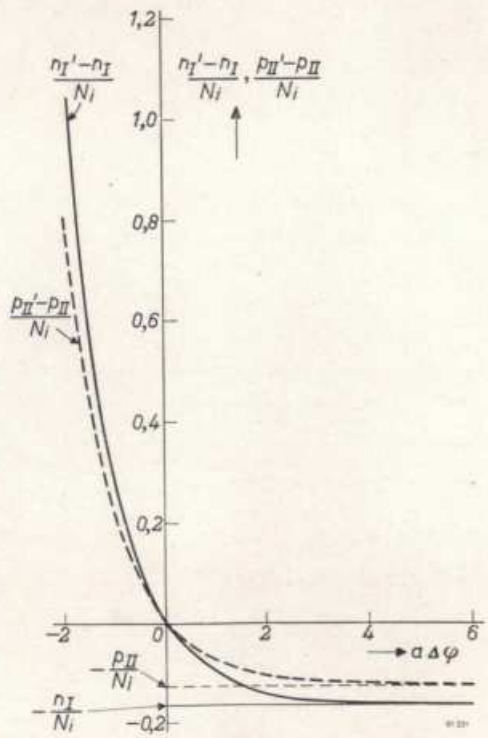


Fig. 4. De concentratieveranderingen van gaten en vrije electronen resp. in het *p*-gebied (dus $p_I' - p_I = n_I' - n_I$; getrokken kromme) en in het *n*-gebied (dus $p_{II}' - p_{II} = n_{II}' - n_{II}$; gestippelde kromme), als functie van $\Delta\varphi$, de door een uitwendige spanningsbron veroorzaakte verandering van het potentiaalverschil tussen het *n*- en het *p*-gebied. De krommen zijn berekend voor de *p-n*-overgang van fig. 3. Bij kamertemperatuur is $a \approx 40$ volt^{-1}, zodat voor $\Delta\varphi = \pm 1$ volt $a\Delta\varphi \approx \pm 40$. Als eenheid voor de ordinaat is weer N_i gekozen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor niet te sterk negatieve waarden van $a\Delta\varphi$ volgen de concentratieveranderingen een eenvoudige e-macht. Elimineert men nl. met (15) n_{II}' uit (12), dan kan men het resultaat schrijven in de vorm:

$$n_I' = n_I \; e^{-a\Delta\varphi}\left(1 + \frac{p_{II}' - p_{II}}{n_{II}}\right).$$

Zolang $(p_{II}' - p_{II})/n_{II} \ll 1$, wat, daar $n_{II} \gg N_i$, het geval zal zijn zolang $a\Delta\varphi$ niet te sterk negatief is (zie fig. 4), is dus $n_I' = n_I\, e^{-a\Delta\varphi}$, en dus ook:

$$n_I' - n_I = p_I' - p_I = n_I(e^{-a\Delta\varphi} - 1). \quad . \quad . \quad (16a)$$

Op analoge wijze vindt men:

$$p_{II}' - p_{II} = n_{II}' - n_{II} = p_{II}(e^{-a\Delta\varphi} - 1). \quad (16b)$$

Het tot stand komen van de stroomloze toestand

Men kan zich een beeld vormen van de wijze waarop de hiervoor besproken toestand zich instelt.

Wordt een uitwendige spanning over het germanium aangebracht, dan zal aanvankelijk een stroom vloeien die in het *p*-gebied bijna geheel uit gaten en in het *n*-gebied uit vrije electronen bestaat. Om de moeilijkheden te vermijden die optreden als men de eindcontacten van het kristal in de beschouwingen betrekt, zullen wij aannemen dat de uitwendige spanning zo wordt geregeld dat tussen twee vaste doorsneden *II* en *I* resp. in het *n*- en in het *p*-gebied, op voldoend grote afstand zowel van de *p*-*n*-overgang als van de eindcontacten, het potentiaalverschil op de constante waarde $\varphi_0 + \Delta\varphi$ wordt gehouden (*fig. 5*). Is $\Delta\varphi$ negatief, dan worden gaten in de richting van *p*- naar *n*-germanium gedreven en vrije electronen in omgekeerde richting. De gaten die nu van de *p*-zijde het overgangsgebied binnendringen, en de vrije electronen die dit doen van de *n*-zijde, verzwakken de bestaande electrische dubbellaag (fig. 3*c*), en het door deze laag veroorzaakte potentiaalverschil neemt af. Het potentiaalverschil dat buiten het overgangsgebied beschikbaar blijft, neemt dan ook af, om ten slotte nul te worden

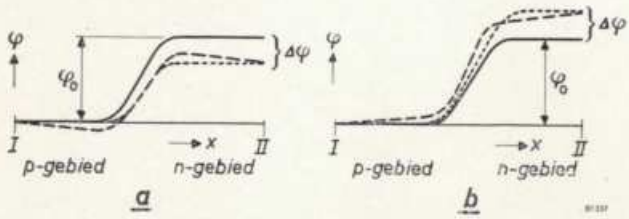


Fig. 5. De potentiaal als functie van de plaats bij een *p*-*n*-overgang indien een uitwendige spanning wordt aangelegd, terwijl de invloed van generatie en recombinatie wordt verwaarloosd. In beide figuren heeft de getrokken kromme betrekking op de toestand waarbij de uitwendige spanning nog niet werkzaam is. Tussen het *n*- en het *p*-gebied bestaat nu het spontane potentiaalverschil φ_0. De gestreepte krommen gelden op het ogenblik dat het uitwendige spanningsverschil wordt ingeschakeld, en de gestippelde krommen als de stroomloze stationnaire toestand zich heeft ingesteld. In doorsnede *I* is het nulniveau van de potentiaal gekozen. In (*a*) wordt de potentiaal van het *n*-gebied verlaagd door de uitwendige spanning, in (*b*) verhoogd.

(fig. 5*a*). Dan is de veldsterkte buiten het overgangsgebied verdwenen. Tegelijkertijd treedt een ander belangrijk verschijnsel op. De in grote hoeveelheden uit het *p*-gebied aangevoerde gaten diffunderen het *n*-gebied binnen, waar zij de gatenconcentratie verhogen. Naarmate deze concentratieverhoging verder in het *n*-gebied doordringt, neemt echter de voortdrijvende gradient af en na enige tijd komt de diffusiestroom tot stilstand (*fig. 6a*). De invasie van gaten zou een positieve ruimtelading in het *n*-gebied

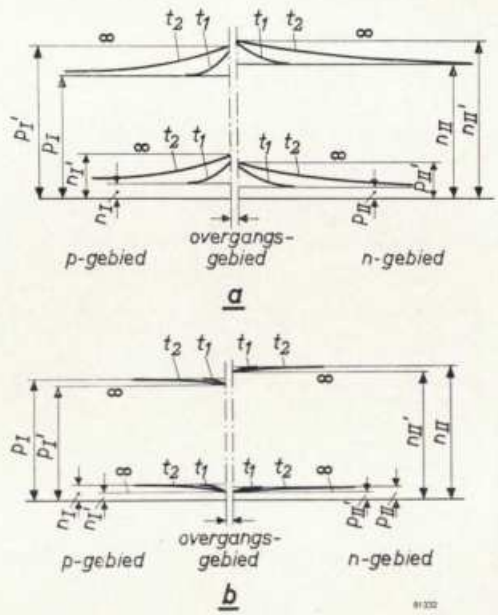


Fig. 6. Enige opeenvolgende stadia, nl. op de tijdstippen t_1, t_2 en na oneindig lange tijd, gedurende de instelling der gewijzigde concentraties van gaten en vrije electronen als gevolg van een uitwendige spanning. De invloed van generatie en recombinatie is weer verwaarloosd. De gewijzigde concentraties worden opgebouwd uitgaande van de *p*-*n*-overgang, waarbij de concentratiegradienten afnemen, totdat deze aan het einde van de insteltijd nul zijn geworden. Is er wel generatie en recombinatie, dan blijft globaal een der tussenliggende stadia gehandhaafd.
a) De uitwendige spanning verlaagt de potentiaal van het *n*-gebied ten opzichte van die van het *p*-gebied en drijft gaten van het *p*- naar het *n*-gebied.
b) De uitwendige spanning is even groot, maar werkt in omgekeerde richting. De concentratieverlagingen zijn veel kleiner dan de verhogingen in geval (*a*).

tot gevolg hebben, maar dit wordt verhinderd door een extra-aanvoer van vrije electronen uit de tegenovergestelde richting, waardoor de concentraties van gaten en vrije electronen gezamenlijk stijgen tot de in het voorgaande berekende waarden (fig. 4). In het *n*-gebied speelt zich hetzelfde af, met dit verschil dat gaten en vrije electronen nu hun rollen verwisseld hebben.

Keert men de aangelegde spanning om, dan wordt de bestaande electrische dubbellaag juist versterkt. De potentiaalsprong over de *p*-*n*-overgang neemt nu toe, totdat weer de veldsterkte buiten het overgangsgebied nul is geworden (fig. 5*b*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het tekort aan gaten dat in het overgangsgebied ontstaat door de grote afvoer naar het *p*-gebied, geeft in het *n*-gebied aanleiding tot een diffusiestroom van gaten naar de *p-n*-overgang toe. De verlaging der gatenconcentratie die hierdoor in het *n*-gebied ontstaat, plant zich in dit gebied voort, waarbij weer de gradient afneemt (fig. 6*b*). Na enige tijd is de gradient nul geworden en de diffusiestroom stopt. Een gelijktijdige verlaging van de concentratie der vrije electronen voorkomt het ontstaan van ruimtelading. Weer spelen zich in het *p*-gebied dezelfde verschijnselen af met verwisseling van de rollen van gaten en vrije electronen. Het is belangrijk op te merken dat de concentratieveranderingen zich, uitgaande van het overgangsgebied, naar weerszijden in het kristal uitbreiden.

Stroomgeleiding als gevolg van generatie en recombinatie

De generaties en recombinaties van vrije electronen en gaten zijn de oorzaak dat in werkelijkheid de stationnaire toestand niet stroomloos is. Zodra zich op de hiervóór beschreven wijze bij een negatieve waarde van $\Delta\varphi$, uitgaande van het *p-n*-overgangsgebied, de concentratieverhogingen van gaten en vrije electronen gaan opbouwen (fig. 6*a*), krijgen de recombinaties de overhand over de generaties. Een stroomloze stationnaire toestand kan zich nu niet meer instellen, want het overschot aan verdwijnende vrije electronen en gaten maakt een voortdurende aanvoer van deze lagingsdragers noodzakelijk. Wat gebeurt er bijv. in het *n*-gebied, vlak bij de *p-n*-overgang? Gaten diffunderen het *n*-gebied binnen. Naarmate het gebied van verhoogde concentratie zich uitbreidt, neemt het aantal per seconde door recombinatie verdwijnende gaten toe, terwijl de voortdrijvende concentratiegradient, en dus de aanvoer van gaten, afneemt. Er stelt zich een toestand in waarbij het gebied van verhoogde concentraties zich zo ver in het *n*-gebied uitstrekt dat de aanvoer en de vernietiging van gaten elkaar juist in evenwicht houden. De aanvoer van de nodige vrije electronen komt tot stand doordat het electrische veld buiten het *p-n*-overgangsgebied niet geheel nul wordt. De recombinatie van deze electronen geschiedt gedeeltelijk in het *n*-gebied, de overblijvende vrije electronen diffunderen het *p*-gebied binnen. Hier recombineren zij met een gedeelte van de gaten die in het *p*-gebied juist door het veld worden aangevoerd. De rest van deze gaten passeert de *p-n*-overgang, om de diffusiestroom van gaten in het *n*-gebied te onderhouden.

Bij een positieve waarde van $\Delta\varphi$ stelt zich op analoge wijze een stationnaire toestand in waarbij zich nu gebieden met verlaagde concentraties vanaf de *p-n*-overgang in het *p*- en in het *n*-gebied uitstrekken, in welke gebieden de generaties de overhand hebben over de recombinaties. Deze toestand komt ongeveer overeen met een der tussenliggende stadia uit fig. 6*b*. Nu moet in de stationnaire toestand een stroom blijven vloeien omdat het overschot aan gegenereerde vrije electronen en gaten moet worden afgevoerd.

De grootte van de stroom; het gelijkrichteffect

Bij negatieve zowel als bij positieve $\Delta\varphi$ heeft het transport van de minderheidsladingsdragers plaats door diffusie, en dat van de meerderheidsladingsdragers door het electrische veld. Natuurlijk werkt het electrische veld ook op de minderheidsladingsdragers. De concentratie hiervan is echter zoveel geringer dan die van de meerderheidsladingsdragers dat een electrisch veld dat een merkbare stroom van meerderheidsladingsdragers levert, practisch geen stroom van minderheidsladingsdragers veroorzaakt. Voor deze laatste is dus de diffusie de enige effectieve voortdrijvende kracht.

De stroom bestaat in iedere doorsnede uit de som van de bijdragen der vrije electronen en der gaten, en dit is dus ook het geval in de doorsnede waar het *p*-gebied grenst aan het overgangsgebied. Het overgangsgebied zelf is steeds zo smal dat het aantal hierin optredende generaties en recombinaties kan worden verwaarloosd. Dit betekent dat de gatenstroom in het grensvlak aan de *p*-zijde (veroorzaakt door het veld) gelijk is aan de gatenstroom aan de *n*-zijde (veroorzaakt door de diffusie). De totale stroom is dus gelijk aan de som der diffusiestromen van de minderheidsladingsdragers in de beide grensvlakken van het overgangsgebied.

Een diffusiestroom is evenredig met de concentratiegradient. Is de afwijking van de evenwichtsconcentratie groot, dan is dit ook het geval met de snelheid waarmee de ladingsdragers verdwijnen resp. ontstaan, en dit heeft ook een grote concentratiegradient tot gevolg en een dienovereenkomstig sterke diffusiestroom. Voor de concentratieveranderingen in de grensvlakken van het overgangsgebied gelden in eerste benadering nog steeds de krommen van fig. 4. Bij een negatieve waarde van $\Delta\varphi$ treden dus veel sterkere diffusiestromen in de twee grensvlakken op dan bij een even grote positieve waarde van $\Delta\varphi$. Het eerstgenoemde geval doet zich voor wanneer de uitwendige spanning gaten uit het *p*-gebied en vrije electronen uit het *n*-gebied naar de *p-n*-overgang toe drijft (zie fig. 5*a*). Dit is dus de „doorlaatrichting". Keert men de uitwendige spanning om, dan staat deze in de „keerrichting".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We kunnen dit zonder veel moeite ook kwantitatief behandelen. De invloed van het electrische veld op de minderheidsladingsdragers mag worden verwaarloosd. Dus reduceert voor de vrije electronen in het p-gebied verg. (6) zich tot:

$$w_n = -D_n \frac{dn}{dx}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

Beschouwen we twee doorsneden in het p-gebied op onderlinge afstand dx (*fig.* 7), dan wordt het aantal vrije electronen dat per seconde en per eenheid van oppervlakte door het linkervlak meer binnenstroomt dan door het rechtervlak naar buiten stroomt, gegeven door $-(dw_n/dx)dx$, wat volgens (17) gelijk is aan $D_n(d^2n/dx^2)dx$. Per volume-eenheid is dit $D_n d^2n/dx^2$.

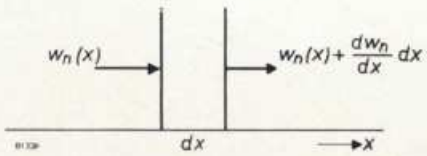


Fig. 7. Ter toelichting bij de afleiding van de uitdrukking voor de concentratiegradient van minderheidsladingsdragers.

In een stationnaire toestand is dit aantal gelijk aan het aantal vrije electronen dat per seconde en per volume-eenheid meer verdwijnt (door recombinatie) dan ontstaat (door generatie). Letten wij, om te beginnen, alleen op rechtstreekse generaties en recombinaties, dan is het aantal generaties constant, namelijk C (zie vroeger), en het aantal recombinaties is $cnp = c(n_I + \Delta n)\cdot(p_I + \Delta p)$, als Δn en Δp resp. de afwijkingen voorstellen van de evenwichtsconcentraties n_I en p_I in het p-gebied. Rekening houdend met het feit dat n_I (minderheidsladingsdragers) zeer klein is en dat $cn_Ip_I = C$ (zie (1)), vinden we dat het aantal recombinaties het aantal generaties overtreft met een bedrag $c\,p_I\,\Delta n$. Ook andere mechanismen van generatie en recombinatie leveren een overschot aan recombinaties dat evenredig is met Δn, zodat we dit overschot algemeen kunnen stellen op $b\Delta n$, waarin b een constante is. Daar bovendien $d^2n/dx^2 = d^2\Delta n/dx^2$, vinden we:

$$D_n \frac{d^2\Delta n}{dx^2} = b\Delta n.$$

De randvoorwaarden van deze differentiaalvergelijking zijn: $\Delta n = 0$ voor $x = -\infty$, en (zie (16a)) $\Delta n = n_I(e^{-a\Delta\varphi} - 1)$ voor $x = 0$ (indien $x = 0$ wordt gekozen ter plaatse van de p-n-overgang). De oplossing luidt:

$$\Delta n = n_I\,(e^{-a\Delta\varphi} - 1)\,e^{x/L_n},$$

waarin $L_n = \sqrt{D_n/b}$ de diffusielengte voor de vrije electronen wordt genoemd. Voor $x = 0$ vindt men:

$$\left(\frac{dn}{dx}\right)_{x=0} = \left(\frac{d\Delta n}{dx}\right)_{x=0} = \frac{1}{L_n} n_I\,(e^{-a\Delta\varphi} - 1).$$

Daaruit volgt voor de diffusiestroom van vrije electronen, bij de p-n-overgang (zie (17)):

$$w_n = -n_I \frac{D_n}{L_n}(e^{-a\Delta\varphi} - 1).$$

Voor de diffusiestroom der gaten geldt analoog, eveneens bij de p-n-overgang:

$$w_p = p_{II} \frac{D_p}{L_p}(e^{-a\Delta\varphi} - 1).$$

De totale stroom i is dus (als $-q$ = lading van het electron):

$$i = qw_p - qw_n = \left(\frac{D_p}{L_p} p_{II} + \frac{D_n}{L_n} n_I\right) q\,(e^{-a\Delta\varphi} - 1). \quad (18)$$

Voor $\Delta\varphi = +\infty$ nadert i tot een verzadigingswaarde i_0 van de lekstroom (stroom in de keerrichting):

$$i_0 = -\left(\frac{D_p}{L_p} p_{II} + \frac{D_n}{L_n} n_I\right) q,$$

waarmee we (18) kunnen schrijven als volgt:

$$i = -i_0(e^{-a\Delta\varphi} - 1).$$

Het ontstaan van p-n-overgangen

De besproken p-n-overgangen kunnen op verschillende wijzen tot stand komen. Soms ontstaan zij wanneer bij het stollen van een smelt van germanium de verontreinigingen ongelijkmatig uitvriezen. Men kan ze ook op vele manieren doelbewust maken, bijv. door tijdens het uitkristalliseren van germanium plotseling de gewenste verontreinigingen aan de nog gesmolten massa toe te voegen.

Men huldigt thans algemeen de opvatting dat ook in de tegenwoordige puntcontactdiodes (*fig.* 8) een p-n-overgang voor de gelijkrichtende werking verantwoordelijk is [3]). Na het aanbrengen van het puntcontact op het germaniumkristal worden nl. enige stroomstoten van grote intensiteit door de diode gestuurd (het zg. „formeren" van het contact).

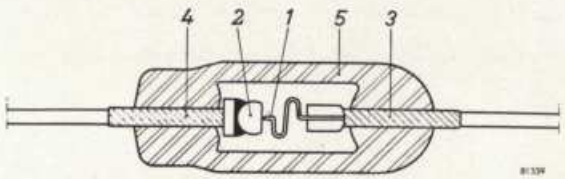


Fig. 8. Opbouw van een germaniumpuntcontactdiode van het nieuwste type. De van een fijne punt voorziene contactveer *1* rust op het germaniumkristal *2*. Contactveer en kristal zijn bevestigd op de steunpennen *3* en *4*. Deze pennen zijn ingesmolten in een glazen ballonnetje *5* om atmosferische invloeden te weren.

Hierdoor kunnen verontreinigingen uit het kristaloppervlak of uit de contactveer naar binnen diffunderen en zo een p-n-overgang rond de contactpunt vormen. Ook kan men zich voorstellen dat de plaatselijke verdeling van donors en acceptors in de omgeving van de punt door de stroomstoten zodanig

[3]) Zie bijv. M. C. Waltz, Proc. Inst. Rad. Engrs. **40**, 1483-1487, 1952, en Makoto Kikuchi en Tomio Onishi, J. appl. Phys. **24**, 162-166, 1953 (No.2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt beïnvloed dat een *p-n*-overgang ontstaat.

Ook zonder formering werkt een contact tussen een metaal en een halfgeleider als gelijkrichter. Een geheel bevredigende verklaring van het dan werkzame mechanisme is nog niet gegeven. Wij zullen op deze plaats niet nader op dit mechanisme ingaan, daar na het formeren van het contact toch de gelijkrichtende werking door de dan gevormde *p-n*-overgang overheerst. In *fig. 9* ziet men de gelijkrichtkarakteristiek van een germaniumpuntcontactdiode voor en na het formeren.

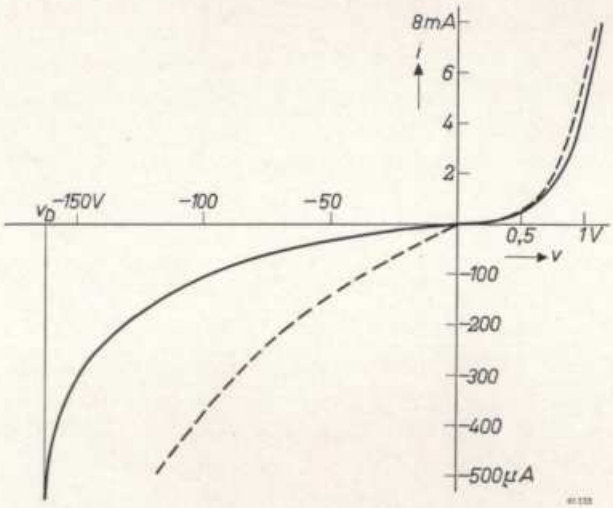


Fig. 9. De gelijkrichtkarakteristiek (stroom i als functie van de aangelegde spanning v) van een germaniumpuntcontactdiode (type OA 71). v_D is de doorslagspanning, waarbij $dv/di = 0$. De gestippelde kromme is de karakteristiek van dezelfde diode vóór het formeren. Men lette erop dat de schaalwaarden voor de spanning in de doorlaatrichting en die in de keerrichting onderling verschillen en dat hetzelfde geldt voor de schaalwaarden voor de doorlaatstroom en de lekstroom.

Het is wel duidelijk dat bij de op een *p-n*-overgang berustende gelijkrichting het niet essentieel is dat juist een puntcontact wordt gebruikt. De capacitieve werking van zo'n contact is echter zeer klein (parasitaire capaciteit in de orde van enige picofarads). Bij gebruik voor hoge frequenties bieden puntcontactdiodes daardoor zekere voordelen. Voor andere toepassingen, bijv. bij grote stroomsterkte, maakt men diodes waarbij de *p-n*-overgang een grotere oppervlakte heeft, wat echter een grotere parasitaire capaciteit meebrengt.

De gelijkrichtkarakteristiek

Zoals in fig. 9 te zien is, neemt, met toenemende negatieve spanning, de lekstroom steeds toe, totdat in punt v_D de dynamische weerstand dv/di van de diode nul wordt. De spanning waarbij dit verschijnsel optreedt, noemt men de doorslagspanning, omdat, tenzij de stroomsterkte door een geschikt gekozen voorschakelweerstand wordt beperkt, doorslag optreedt als de spanning over de diode de waarde v_D heeft bereikt. De doorslagspanning varieert voor de verschillende typen. Voor de OA 60 bijv. is $v_D \geqq 30$ V, doch voor de OA 55 $\geqq 120$ V. Doorslagspanningen van meer dan 300 V kunnen soms bij germaniumdiodes voorkomen. Het is echter tot nu toe niet gelukt deze puntcontactdiodes met extreem hoge doorslagspanning reproduceerbaar in serie te maken.

De doorslag die wij hier zien optreden, moet hoofdzakelijk worden toegeschreven aan de verwarming van het kristal ten gevolge van de stroomdoorgang. Hierdoor worden vrije electronen en gaten gevormd; deze verlagen de inwendige weerstand, de lekstroom neemt toe, de verwarming eveneens, er komen nog meer electronen vrij, enz., totdat de inwendige weerstand vrijwel nul is geworden. Indien men dezelfde spanning in de vorm van korte impulsen aanlegt, heeft de lawine geen tijd om zich te vormen. In overeenstemming met deze theorie zien wij in dit geval dan ook dat de doorslagspanning v_D hoger is.

De doorslagspanningen van Philips diodes worden statisch, dwz. onder de ongunstigste condities, gemeten. In de practijk moet men een zekere veiligheidsmarge in acht nemen, wat wordt gewaarborgd doordat aan de keerspanning als functie van de tijd een tweetal beperkingen worden opgelegd. Voor ieder type diode worden nl. voor de keerspanning de maximaal toelaatbare piekwaarde en de maximaal toelaatbare gemiddelde waarde opgegeven.

In de doorlaatrichting is er een gebied tot ca. 0,5 V waarin de stroom vrij langzaam aangroeit met de spanning. Dit wordt gevolgd door een gebied waarin de aangroeiing snel en vrijwel lineair is (fig. 9). Meestal wordt als kenmerkende grootheid voor een diode de stroom in de doorlaatrichting bij 1 volt opgegeven, welk getal tevens de gemiddelde aangroeiing van de stroom per volt spanningsverhoging in het gebied van 0 tot +1 V voorstelt. De steilheid in mA/volt is bij +1 V natuurlijk veel groter dan deze gemiddelde aangroeiing.

De vervaardiging van germaniumpuntcontactdiodes

Uitgegaan wordt van spectrochemisch zuiver germaniumdioxyde (GeO_2), dat o.a. gewonnen wordt als bijproduct van sommige zinkertsen. Het wordt gereduceerd in een waterstofatmosfeer tot zuiver germanium. Dit germanium kan, indien nodig, door gefractionneerd kristalliseren nog verder gezuiverd worden (*fig. 10*). Daarna kan een verontreiniging in de gewenste, vooraf berekende hoeveelheid worden toegevoegd en met het germanium

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden gesmolten. Het germanium wordt dan in kleine stukjes verdeeld en vervolgens op nikkelen steunpennen gesoldeerd. Daarbij worden bepaalde maatregelen genomen om te maken dat bij dit

Fig. 10. Een reduceerschuit (van grafiet) gevuld met zuiver germaniumdioxydepoeder. Daarvóór het zwarte, metallische germaniumpoeder dat door reductie van het oxyde wordt verkregen. Op de voorgrond een staaf germanium die bestaat uit een enkel kristal, en een germaniumdiode.

contact geen gelijkrichting optreedt. Het bovenvlak wordt glad geslepen. De bovenste laag is als gevolg van het slijpen kristallijn slecht georiënteerd; men etst deze daarom met fluorwaterstofzuur af. De steunpennen met de kristallen worden daarna in glazen ballonnetjes met fernico doorvoerhulsjes gesoldeerd, terwijl door een tweede opening in deze ballonnetjes een zelfde doorvoerpen met een dunne verende wolfraamdraad wordt geschoven totdat de veer goed contact maakt met het germanium, waarna ook deze pen wordt vastgesoldeerd (zie *fig. 11*). Al naar de verlangde eigenschappen van de diode wordt een stukje polykristallijn germanium of een germanium-één-kristal gebruikt. Door enige keren een sterke stroomstoot door het germanium heen te voeren, ver-

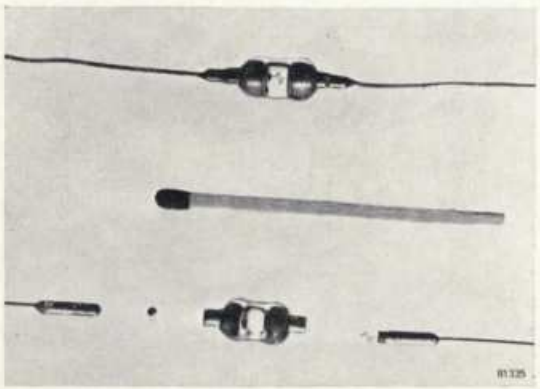


Fig. 11. De onderdelen van een germaniumpuntcontactdiode. Men ziet de steunpennen, waarvan één de fijne contactveer draagt. Tussen de pennen in liggen de glasballon en het stukje germanium. Tevens is een gemonteerde diode te zien. De lucifer dient als vergelijkingsobject voor de afmetingen.

betert men de gelijkrichtkarakteristiek aanzienlijk (formeren; zie boven).

Een moeilijkheid die optreedt bij het solderen van de steunpennen in de fernico doorvoerhulsjes, is dat het geëtste germaniumoppervlak gemakkelijk wordt verontreinigd door de bij het solderen gevormde dampen. Deze verontreiniging heeft op de levensduur der diode een nadelige invloed. Daarom wordt het germaniumoppervlak na het etsen beschermd door een plastische laklaag, waar men de contactveer doorheen kan prikken. Deze laag biedt afdoende bescherming tegen het vermelde effect en beïnvloedt de kwaliteit der diode verder niet.

In een nieuwe uitvoeringsvorm der diodes worden de metalen electrodehouders rechtstreeks in het glas vastgesmolten (fig. 8). Deze uitvoeringsvorm heeft het voordeel dat hieraan niet meer gesoldeerd behoeft te worden. Aldus wordt een uitzonderlijk hoge stabiliteit bereikt. Aangezien echter voor deze metaalglas-insmelting om technologische redenen dunnere doorvoeringen moeten worden gebruikt dan bij de hiervoor beschreven glas-fernicodiodes, is de warmte-afvoer uit het kristal iets geringer. Dit heeft ten gevolge dat ook de maximaal toelaatbare stroomsterkten, temperaturen en spanningen iets lager zijn.

Voor de nieuwe uitvoeringsvorm zijn de maximaal toelaatbare piekwaarde en gemiddelde waarde van de keerspanning steeds resp. gelijk aan 75% en 50% van de statisch gemeten doorslagspanning.

Gedrag van diodes bij hoge frequenties

Een typische eigenschap van germaniumdiodes is het zg. „hole-storage" effect. Als de diode in de doorlaatrichting werkt, bestaat er, zoals wij hebben gezien, een verhoogde concentratie van ladingsdragers in de omgeving van de *p-n*-overgang. Keert men de spanning op de diode om (keerrichting), dan is in het eerste ogenblik de lekstroom veel groter dan men uit de karakteristiek afleest, doordat eerst de verhoogde concentraties worden teruggebracht tot de verlaagde waarden die behoren bij de lekstroom (zie *fig. 12*).

Indien de frequentie van de wisselspanning toeneemt, wordt de gemiddelde lekstroom over de negatieve periode groter, zoals onmiddellijk volgt uit fig. 12*b*. Dit wil zeggen dat in schakelingen het detectierendement en de equivalente dempweerstand ongunstiger worden [4]). Dit is dan ook de reden waarom normale diodes (type OA 50, 51, 53, 55 of 61) bijv. als videodetector slechte resultaten

[4]) Zie het hierop volgende artikel: J. Jager, De toepassing van germaniumpuntcontactdiodes, Philips techn. T. **16**, 242-249, 1954 (No.8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geven. Er is voor dit doel dan ook een speciale diode (OA 60, en OA 70 in de nieuwe serie) ontwikkeld. Deze heeft bij de genoemde toepassing een veel gunstiger dynamisch gedrag dan de andere, statisch betere, diodes.

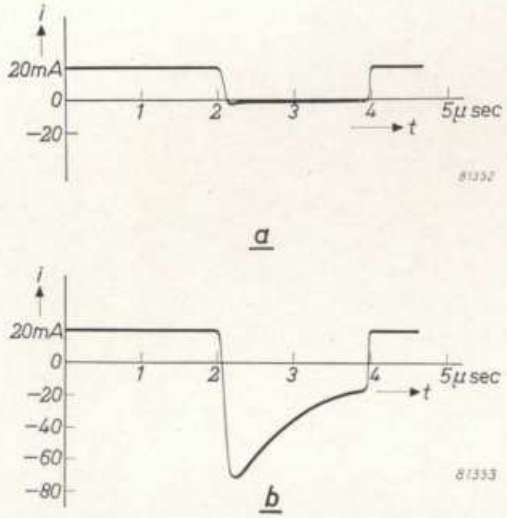


Fig. 12. „Hole storage" effect bij germaniumpuntcontactdiodes. De krommen zijn overgenomen van oscillogrammen. In beide gevallen bedroeg de doorlaatstroom 20 mA en de keerspanning 20 V.
a) Er treedt nagenoeg geen „hole storage" effect op.
b) Sterk „hole storage" effect. 2 μsec na het inschakelen van de keerspanning is de lekstroom nog niet tot zijn statische waarde gezakt. Bij een korte duur van de spanningsimpuls in de keerrichting zal de over deze duur gemiddelde lekstroom groot zijn.

Ook in rekenmachineschakelingen, waarbij de juiste blokvorm van doorgelaten impulsen van belang is, kan dit „hole-storage" effect moeilijkheden opleveren.

Gedrag bij hoge temperaturen

Met hoger wordende temperatuur worden steeds meer electronen uit de normale bindingen los gemaakt. Deze electronen, met de daarbij achterblijvende gaten, vergroten het geleidingsvermogen en verlagen dus de inwendige weerstand der diodes. Bij ca. 65 à 75 °C overtreft het aantal aldus vrijgemaakte ladingsdragers het aantal kunstmatig aangebrachte dusdanig dat de verschillen tussen de normale typen als OA 50, 51, 55 en 56 grotendeels verdwijnen. Natuurlijk moeten dan de voor kamertemperatuur (tot 25 °C) geldende maximaal toelaatbare spanningen in de keerrichting worden verlaagd. Voor de nieuwe serie, OA 70, OA 71, enz., zijn de spanningen die als maximaal toelaatbaar worden opgegeven geldig tot een omgevingstemperatuur van 60 °C. Hier zal men pas boven deze temperatuur tot spanningsverlaging behoeven over te gaan.

In het algemeen is het gewenst het germanium bij zo laag mogelijke omgevingstemperatuur te gebruiken. Gebruik boven 60 °C moet worden afgeraden. Het gelijkrichteffect is dan weliswaar nog niet verdwenen, doch garanties kunnen bij gebruik boven 60 °C moeilijk meer gegeven worden.

Samenvatting. In zuiver germanium vindt geleiding plaats door vrije electronen en gaten, welke laatste zich gedragen als positief geladen deeltjes. De concentratie van deze twee soorten ladingsdragers kan men in hoge mate beïnvloeden door toevoeging van bepaalde elementen. Door toevoeging van vijfwaardige elementen (donors) neemt het aantal vrije electronen toe en het aantal gaten af. Men krijgt dan *n*-germanium (geleiding door negatieve deeltjes). Door toevoeging van driewaardige elementen (acceptors) neemt juist het aantal gaten toe en het aantal vrije electronen af. Nu ontstaat *p*-germanium (geleiding door positieve deeltjes). Grenst in een germanium-eenkristal een *p*-gebied aan een *n*-gebied, dan treedt bij stroomdoorgang loodrecht op de overgang een gelijkrichtende werking op. De verklaring van dit effect is vrij gecompliceerd en wordt in dit artikel besproken. Men neemt tegenwoordig aan dat ook bij puntcontactdiodes een *p-n*-overgang verantwoordelijk is voor de gelijkrichting. Hoe een dergelijke *p-n*-overgang bij deze diodes tot stand kan komen, wordt kort besproken. Tevens wordt iets gezegd over de vervaardiging van de diodes, benevens over de karakteristiek en het gedrag bij hoge frequenties en bij hoge temperaturen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE TOEPASSING VAN GERMANIUMPUNTCONTACTDIODES

door J. JAGER.

621.314.632

Met het verkrijgbaar worden van grote aantallen germaniumdiodes kan men een algemeen streven waarnemen om deze kleine, handige onderdelen de plaats te doen innemen van de tot voor kort algemeen gebruikte vacuumdiodes. Inderdaad bieden de germaniumdiodes, en speciaal de germaniumpuntcontactdiodes, door hun bijzondere eigenschappen vaak beslissende voordelen wanneer het gaat om het gelijkrichten van niet te grote spanningen en stromen. Toch kan men bij bestudering van gepubliceerde schakelingen gemakkelijk vaststellen dat men soms de vacuumdiode heeft gehandhaafd, ook in gevallen waar bij oppervlakkige beschouwing het gebruik van een germaniumdiode voor de hand zou liggen. Het nu volgende artikel heeft tot doel enig inzicht te geven in de voor- en nadelen die germaniumdiodes bezitten ten opzichte van vacuumdiodes.

Germanium- en vacuumdiodes

Germaniumdiodes bieden, vergeleken met vacuumdiodes, een aantal in het oog springende voordelen.
1) Er is geen gloeidraad aanwezig. Dit is vooral een groot voordeel in apparatuur waarin niet om andere redenen toch al gloeivermogen beschikbaar moet zijn, of waarin het voeden van de gloeidraad via lange leidingen zou moeten geschieden. Ook heeft men uiteraard niet de moeilijkheid dat via de gloeidraad brom wordt opgewekt, wat bij vacuumdiodes kan gebeuren als er een grote impedantie aanwezig is tussen de kathode en aarde.
2) Een germaniumdiode kan rechtstreeks in de bedrading worden opgenomen door de twee aansluitdraden vast te solderen, wat bij buizen slechts bij enkele typen mogelijk is.
3) De afmetingen en het gewicht (ca. 1,1 gram) zijn zeer klein (*fig. 1*).

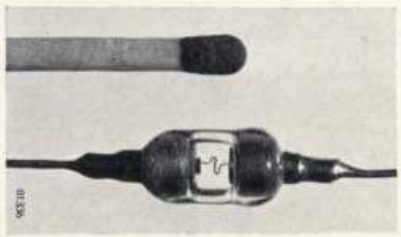


Fig. 1. Germaniumpuntcontactdiodes zijn klein (vergelijk de luciferkop) en licht en hebben slechts twee aansluitingen (geen gloeidraad). Zij worden zonder buishouder gemonteerd.

De eigenschappen 2) en 3) komen vooral tot hun recht wanneer men de diode tezamen met andere onderdelen in een beperkte ruimte wil onderbrengen (bijv. in een spoelbus).

Behalve de genoemde drie eigenschappen, die een direct gevolg zijn van het verschil in constructie met een vacuumdiode [1]), vallen ook sommige electrische eigenschappen in het voordeel van de germaniumdiode uit:
4) Speciaal voor germaniumpuntcontactdiodes geldt dat de shuntcapaciteit slechts ca. 1 pF bedraagt. Vooral bij hoge frequenties kan dit van essentieel belang zijn.

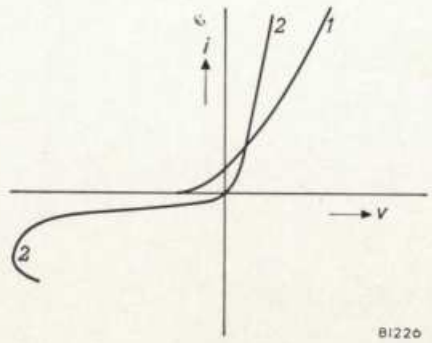


Fig. 2. De karakteristiek van een vacuumdiode (*1*) en die van een germaniumdiode (*2*). Bij een vacuumdiode, opgenomen in een gesloten circuit, vloeit een stroom in de doorlaatrichting ook als er geen uitwendige spanning in het circuit werkt, en zelfs bij kleine negatieve spanningen (aanloopgebied). Er is echter geen lekstroom (stroom in de keerrichting). Een germaniumdiode heeft een geringere weerstand in de doorlaatrichting en geen aanloopgebied, maar vertoont wel een lekstroom. Bij zekere negatieve spanning wordt de differentiaalweerstand $dv/di = 0$ (verticale raaklijn aan de kromme).

5) In de doorlaatrichting is de inwendige weerstand van een germaniumdiode kleiner dan die van vacuumdiodes, zelfs wanneer deze speciaal zijn ontworpen voor gebruik met kleine belastingsweerstanden.
6) De germaniumdiode heeft geen aanloopgebied (*fig. 2*). In meetschakelingen behoeft men dus voor

[1]) Zie het voorafgaande artikel: J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-241, 1954 (No. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de aanloopstroom geen compensatie aan te brengen terwijl dit bij een vacuumdiode vaak wel nodig is.

Deze opsomming ziet er vrij indrukwekkend uit en het is ook inderdaad zo dat deze voordelen vaak de doorslag geven. De germaniumdiode heeft echter ook enige eigenschappen die bij de vergelijking met de vacuumdiode ongunstig uitvallen. Deze eigenschappen zijn:

a) Terwijl een vacuumdiode in de keerrichting geen stroom doorlaat, vloeit, vooral bij hogere spanningen, in de germaniumdiode een merkbare stroom.

b) De vacuumdiode kan, al naar de constructie, hoge negatieve spanningen tussen anode en kathode verdragen. Bij de germaniumdiode is het verloop van de stroom-spanningskarakteristiek $i = f(v)$ zo, dat bij een bepaalde spanning de differentiaalweerstand, dv/di, nul wordt (fig. 2). Bij de in dit opzicht beste diodes gebeurt dit bij ca. 300 V.

c) De karakteristiek van een germaniumdiode is in de doorlaat-, maar vooral in de keerrichting, vrij sterk afhankelijk van de temperatuur en, in het geval dat niet de statische karakteristiek wordt bedoeld, ook van de frequentie indien deze zeer hoog wordt.

Wij zullen ons bij de voorbeelden in dit artikel beperken tot germaniumpuntcontactdiodes, waarbij wij kortheidshalve de aanduiding „puntcontact" achterwege zullen laten.

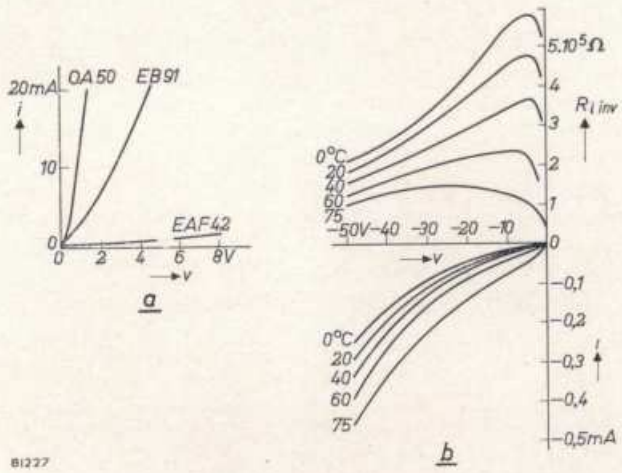


Fig. 3. *a*) Doorlaatkarakteristieken van een germaniumdiode voor algemene doeleinden (type OA 50), en van een tweetal vacuumdiodes, nl. van een helft van de dubbele diode EB 91, bestemd voor gebruik met een lage belastingsweerstand, en van de diodesectie van de diode-penthode EAF 42, bestemd voor gebruik met een hoge belastingsweerstand.
b) De lekstroom i van een germaniumdiode type OA 50, als functie van de aangelegde spanning v, bij verschillende omgevingstemperaturen (onderste gedeelte van de grafiek). Men lette, bij vergelijking met (*a*), op de verschillen in de schaalwaarden in de twee figuren. In het bovenste gedeelte van de grafiek is het quotient $R_{i\,inv} = v/i$, de lekweerstand, uitgezet als functie van v.

Fig. 3a bevat de karakteristieken voor de doorlaatrichting van een germaniumdiode voor algemene doeleinden, van een vacuumdiode ontwikkeld voor gebruik met kleine belastingsweerstanden (bijv. 3 kΩ), zoals voorkomt bij videodetectie in televisie-ontvangers, en van een buis bestemd voor normale radio-ontvangers, waar de belastingsweerstand in de regel een veel grotere waarde heeft (nl. ca. 0,5 MΩ).

De beide vacuumdiodes vertonen geen merkbare geleiding in de keerrichting. Bij de germaniumdiode is dit wel het geval, zoals blijkt uit fig. 3*b*, waar, in de onderste helft, de stroom in de keerrichting is uitgezet als functie van de spanning, met de omgevingstemperatuur als parameter.

Een belangrijke toepassing van diodes is die in schakelingen voor gelijkrichting en, wat in principe op hetzelfde neerkomt, voor de detectie van in amplitude gemoduleerde signalen. Wij zullen thans iets dieper ingaan op de wijze waarop de typische verschillen tussen vacuum- en germaniumdiodes zich bij deze toepassing manifesteren. Vervolgens zullen wij enige practische voorbeelden bespreken van diodes die voor speciale toepassingen zijn ontwikkeld.

Vergelijking van het gedrag van vacuum- en germaniumdiodes in detectieschakelingen

De kwaliteit van een detectieschakeling wordt voornamelijk bepaald door twee grootheden, nl. het detectierendement en de equivalente dempweerstand. Wij zullen deze grootheden nader bespreken en onderzoeken hoe zij worden beïnvloed door de eigenschappen van de gebruikte diode. De resultaten van dit onderzoek kunnen een steun zijn indien men moet beoordelen of in een bepaald geval een germaniumdiode kan worden gebruikt en welk type het meest geschikt is.

Het detectierendement

Een voor detectie veel gebruikte schakeling is voorgesteld in *fig. 4a*. De diode wordt hier belast door een weerstand R en een capaciteit C die parallel zijn geschakeld. De signaalspanning $e = E \cos \omega t$ wordt geleverd door een generator, waarvan wij eenvoudigheidshalve aannemen dat hij geen inwendige weerstand heeft. E varieert (modulatie), maar dit is voor de nu volgende discussie zonder belang. We zullen E dan ook als een constante behandelen. Bovendien nemen wij aan dat de tijdconstante RC van de belasting groot is ten opzichte van de periode van de signaalspanning. Uit dit laatste volgt dat de rimpel op de condensatorspanning klein is, zodat wij deze spanning, die wij V zullen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

noemen, als constant kunnen beschouwen. De spanning over de diode, die varieert met de tijd, wordt nu gegeven door $e - V$. In fig. 4*b* is, bij een voorlopig aangenomen waarde van V, op de ge-

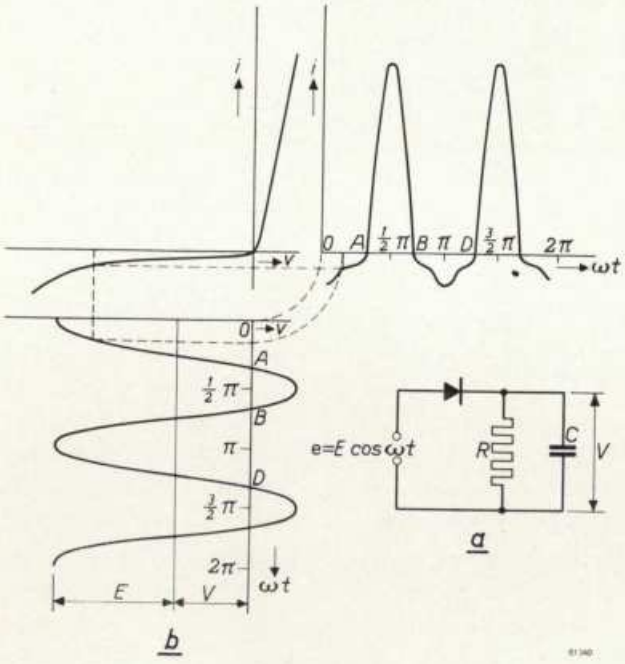


Fig. 4. *a*) Een eenvoudige schakeling voor de detectie van in amplitude gemoduleerde signalen.
b) De stroom door een germaniumdiode in de schakeling uit (*a*) als functie van de tijd (rechterdeel van de grafiek), afgeleid uit de harmonisch met de tijd veranderende signaalspanning $e = E\cos\omega t$ (onderste gedeelte van de grafiek) en de karakteristiek van de diode (gedeelte links boven van de grafiek). Gedurende de intervallen BD vloeit een lekstroom door de diode. De gelijkspanning V over de condensator C stelt zich zo in dat per sec evenveel lading aan C wordt toe- als afgevoerd. Op deze ladingsbalans heeft de lading die via de belastingsweerstand R wordt afgevoerd, grote invloed.

bruikelijke manier uit de stroom-spanningskarakteristiek van de diode de stroom door deze diode afgeleid als functie van de tijd. Men ziet in deze figuur dat de condensator wordt geladen gedurende het tijdsinterval AB. De condensator ontlaadt zich door een constante stroom ter grootte V/R door de belastingsweerstand, maar bovendien wordt gedurende het interval BD ook lading aan de condensator onttrokken via de germaniumdiode. Uiteraard stelt V zich zo in dat er in totaal per periode aan de condensator evenveel lading wordt toe- als afgevoerd (ladingsbalans). Een toeneming van de lek via de diode heeft tot gevolg dat het laadinterval AB langer moet worden en de diode meer in het positieve gebied wordt gestuurd, waarbij de over de condensator ontwikkelde gelijkspanning V afneemt. De hoogste waarde die V kan bereiken, nl. als de lekweerstand van de diode en de belastingsweerstand beide oneindig groot zijn, is gelijk aan de topwaarde E van de toegevoerde wisselspanning. De verhouding $\eta_{det} = V/E$ noemt men gewoonlijk het detectierendement. Voor een germaniumdiode met een geïdealiseerde karakteristiek, die bestaat uit een in de oorsprong geknikte rechte lijn (*fig. 5a*), kan men, uitgaande van de ladingsbalans van de condensator, op eenvoudige wijze het detectierendement berekenen. Het is hier eleganter te rekenen met de reciproke weerstanden (conductanties) dan met de weerstanden zelf. G, G_i en $G_{i\,inv}$ stellen de conductanties voor van resp. de belastingsweerstand en van de weerstand van de diode in de doorlaat- en in de keerrichting. Het blijkt dat η_{det} een functie is van $(G + G_{i\,inv})/(G_i - G_{i\,inv})$. Daar steeds $G_{i\,inv} \ll G_i$, kunnen we in de noemer de term G_i verwaarlozen. De berekening, waarvan het resultaat te zien is in fig. 5*b*, geeft de invloed die de diverse grootheden op het detectierendement hebben, kwalitatief juist weer. (De benadering van de diodekarakteristiek door rechte lijnen is te grof om de grafiek in de practijk bij berekeningen te gebruiken.) Is G groot (R dus klein) ten opzichte van de lek $G_{i\,inv}$, dan is de invloed van de lek verwaarloosbaar. Naarmate G afneemt, neemt het detectierendement toe, maar de ongunstige invloed van de lek wordt relatief steeds belangrijker. Ten slotte moet een germaniumdiode het, wat detectierendement betreft, gaan verliezen van iedere hoogvacuumdiode. Voor deze laatste, waarvoor $G_{i\,inv} = 0$, nadert immers η_{det} tot 1 als G tot nul nadert (zie fig. 5*b*), terwijl een germaniumdiode, waarvoor steeds $G_{i\,inv} \neq 0$, dit rendement nooit kan bereiken.

De resultaten van practische metingen bevestigen

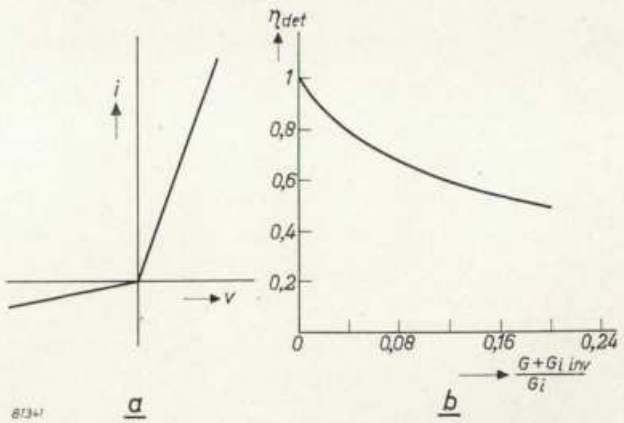


Fig. 5. *a*) Geïdealiseerde karakteristiek van een germaniumdiode, bestaande uit een in de oorsprong geknikte rechte lijn.
b) Het berekende detectierendement η_{det} van de schakeling uit fig. 4*a*, met een diode waarvan de karakteristiek de in (*a*) getoonde geïdealiseerde vorm heeft. Het blijkt dat in dit geval η_{det} alleen afhangt van de langs de abscis uitgezette grootheid $(G + G_{i\,inv})/G_i$, waarin $G = 1/R$, $G_{i\,inv} = 1/R_{i\,inv}$ en $G_i = 1/R_i$ (R = belastingsweerstand, zie fig. 4*a*; $R_{i\,inv}$ = lekweerstand van de diode; R_i = doorlaatweerstand van de diode).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze theorie. In *fig. 6a* is de gelijkspanning V, ontwikkeld over de condensator, uitgezet tegen de topwaarde E van de signaalspanning voor de diodes waarvan in fig. 3 de karakteristieken zijn getekend.

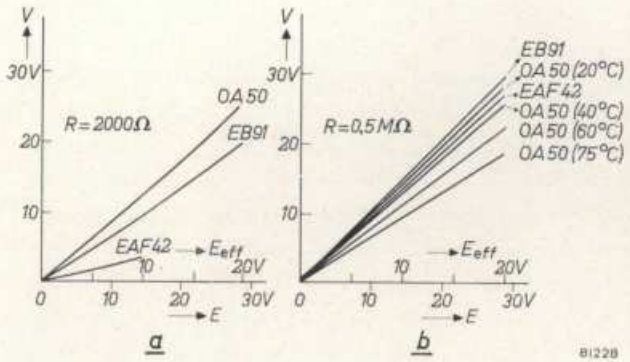


Fig. 6. *a*) De gelijkspanning V, ontwikkeld over de condensator in een detectieschakeling volgens fig. 4*a*, als functie van de topwaarde E van de aangelegde signaalspanning (ook de effectieve waarde van deze spanning, E_{eff}, is langs de abscis uitgezet). De belastingsweerstand had hier de lage waarde van 2 kΩ. De krommen gelden voor de bijgeschreven diodetypen, waarvan men de karakteristieken vindt in fig. 3.
b) Als (*a*), maar nu met een veel hogere waarde van de belastingsweerstand, nl. 0,5 MΩ. De omgevingstemperatuur heeft nu grote invloed op de kromme voor de germaniumdiode (OA 50).

De krommen van fig. 6*a* zijn opgenomen met een lage belastingsweerstand, nl. 2 kΩ. Zij zijn enigszins gebogen doordat de karakteristieken van het geïdealiseerde geval (geknikte rechte) afwijken (G_i en $G_{i\,inv}$ zijn niet constant, maar hangen af van de spanning over de diode). Het detectierendement V/E neemt daardoor toe met toenemende signaalspanning. Men ziet dat bij de gebruikte lage belastingsweerstand de gunstige doorlaatkarakteristiek van de germaniumdiode (grote G_i) tot uiting komt in een detectierendement dat beter is dan dat van de vacuumdiodes. De lek van de germaniumdiode speelt hier nog geen rol van betekenis. Dit kan men afleiden uit het feit dat de kromme voor deze diode onafhankelijk blijkt te zijn van de omgevingstemperatuur. Verhoging hiervan veroorzaakt nl. een aanzienlijke vergroting van de lek, maar heeft weinig invloed op de doorlaatweerstand.

Volgens de verwachting is, als men naar hogere belastingsweerstanden gaat, de toeneming van het detectierendement voor de vacuumdiodes sneller dan voor de germaniumdiode. Krommen voor een zeer veel hogere belastingsweerstand, nl. 0,5 MΩ, zijn weergegeven in fig. 6*b*. Dat nu de lek van de germaniumdiode een grote rol speelt, blijkt uit het afnemen van het detectierendement met toenemende omgevingstemperatuur. Bij temperaturen tot 40 °C bestaan er tussen de drie diodes geen belangrijke verschillen in detectierendement. Er zij nog op gewezen dat we hier, om het effect van grote belastingsweerstanden te illustreren, de germaniumdiode OA 50 als voorbeeld hebben genomen. Bij andere typen, zoals OA 51, OA 61 en OA 71, is de lek veel geringer en daar zal men dus bij hoge belastingsweerstanden een groter detectierendement vinden.

Terloops zij opgemerkt dat uit fig. 6 duidelijk blijkt dat men de diode van de EAF 42 niet moet gebruiken met een lage belastingsweerstand. Laatstgenoemde diode is ontworpen voor belastingsweerstanden in de orde van 0,5 MΩ.

De equivalente dempweerstand

Behalve het detectierendement is in vele schakelingen ook het vermogen dat door de spanningsbron moet worden geleverd, van belang, want dit veroorzaakt demping van de kring waarvan de signaalspanning wordt afgenomen. Voor zover dit vermogen afhangt van de detectieschakeling (het hangt natuurlijk ook af van de grootte van de signaalspanning), wordt het meestal gekarakteriseerd door de zg. equivalente dempweerstand R_d. Dit is de weerstand die, wanneer men de detectieschakeling door hem zou vervangen, hetzelfde vermogen aan de spanningsbron zou onttrekken. Noemen we dit vermogen P, en is de door de spanningsbron geleverde topspanning weer E, dan wordt de equivalente dempweerstand R_d dus gedefinieerd door de vergelijking:

$$\frac{E^2}{2R_d} = P. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In een schakeling zoals is voorgesteld in fig. 4*a* kan men R_d, indien de belastingsweerstand R en de diodelekweerstand $R_{i\,inv}$ groot zijn ten opzichte van de doorlaatweerstand R_i van de diode, gemakkelijk bij benadering berekenen. In dit geval (strikt genomen voor R en $R_{i\,inv}$ oneindig groot) is de over de condensator ontwikkelde gelijkspanning V gelijk aan $E\,(\eta_{det} = 1)$. Het in R gedissipeerde vermogen is dan E^2/R. Gedurende de zeer korte doorlaatperiode vloeit nu een kleine stroom (zie fig. 4*b*) maar het daardoor in de doorlaatweerstand gedissipeerde vermogen verwaarlozen we. Over $R_{i\,inv}$ staat practisch voortdurend de spanning $E\,(-1 + \cos \omega t)$, waarmee men een in $R_{i\,inv}$ gedissipeerd vermogen vindt van $\frac{3}{2}E^2/R_{i\,inv}$. Dus is $P \approx E^2\,(1/R + 3/2R_{i\,inv})$, waaruit men met (1) afleidt:

$$1/R_d \approx 2/R + 3/R_{i\,inv}. \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Voor een vacuumdiode ($R_{i\,inv} = \infty$) is dus de equivalente dempweerstand bij benadering gelijk aan de halve belastingsweerstand; voor een germanium-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diode ($R_{i\,inv} \neq \infty$) is R_d gelijk aan de weerstand van een parallelschakeling van de halve belastingsweerstand met een derde van de diodelekweerstand.

In *fig.* 7 is, voor het geval van een diodekarakteristiek bestaande uit rechte lijnen (constante

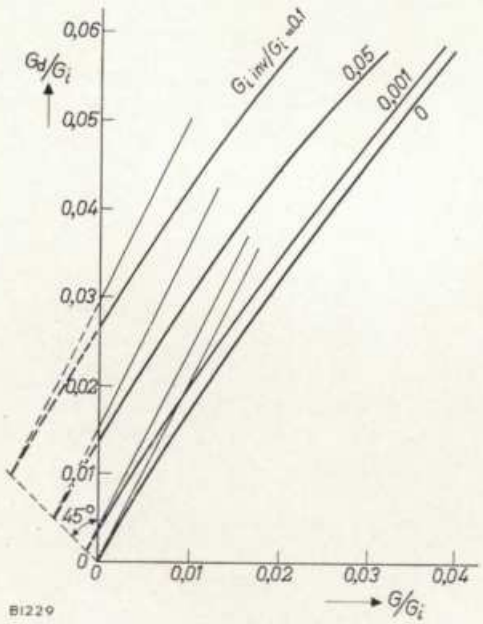


Fig. 7. De berekende demping G_d ($= 1/R_d$) als functie van de belasting G ($=1/R$) met de lek $G_{i\,inv}$ ($=1/R_{i\,inv}$) als parameter, voor een diode met een karakteristiek volgens fig. 5*a*. Als in fig. 5*b* zijn alle grootheden uitgedrukt in G_i ($= 1/R_i$), de doorlaatconductantie van de diode. De kromme voor zekere waarde van $G_{i\,inv}/G_i$ wordt uit de kromme voor $G_{i\,inv}/G_i = 0$ verkregen door de laatstgenoemde kromme eerst over een afstand $G_{i\,inv}/G_i$ naar links en vervolgens over dezelfde afstand naar boven te verschuiven.

doorlaat- en lekweerstand), de berekende demping G_d ($= 1/R_d$) uitgezet als functie van de belasting G ($= 1/R$), met de lek $G_{i\,inv}$ ($= 1/R_{i\,inv}$) als parameter. De boven toegepaste benadering houdt in dat men de getekende krommen vervangt door de raaklijnen in hun beginpunten links onderaan. Men ziet dat bij toenemende belasting, en ook bij toenemende lek, de demping iets minder ongunstig uitvalt dan uit formule (2) zou volgen. Toch is deze formule in de practijk goed bruikbaar. Een moeilijkheid is dat, zoals volgt uit de karakteristieken der germaniumdiodes, de lekweerstand afhangt van de spanning. Men moet uit de karakteristiek een schatting maken van de gemiddelde lekweerstand bij de optredende topwaarde van de spanning. Met van nul af toenemende signaalspanning wordt deze gemiddelde lekweerstand aanvankelijk groter, maar daarna weer kleiner (fig. 3*b*). Een hoge signaalspanning en een hoge omgevingstemperatuur, die immers beide de lekweerstand klein maken, zijn voor een germaniumdiode dus steeds ongunstig.

Verkleint men de belastingsweerstand, dan wordt, zoals volgt uit formule (2), de extrademping, veroorzaakt door de lek, minder belangrijk. Ten slotte is er nagenoeg geen verschil meer in de demping bij vervanging van een vacuumdiode door een germaniumdiode. In de practijk blijkt dat de grootte van de belastingsweerstand waarbij het dempingsverschil verwaarloosbaar wordt, enige tienduizenden ohms bedraagt. De juiste waarde hangt natuurlijk af van de grootte van $R_{i\,inv}$, welke op zijn beurt weer afhangt van het type germaniumdiode, de omgevingstemperatuur en de grootte van de aangelegde wisselspanning. Zowel bij een vacuumdiode van het type EB 91 als bij de diverse typen germaniumdiodes ligt bij een belastingsweerstand van deze orde van grootte het detectierendement nog dicht bij 100%, zodat er daar practisch geen verschil is in gedrag tussen deze diodes. Bij verdere verkleining van R worden zowel de demping als het detectierendement ongunstiger. De equivalente dempweerstand blijft voor alle diodes gelijk aan de helft van de belastingsweerstand, maar wat het detectierendement betreft gaan, zoals wij reeds zagen, de germaniumdiodes door hun gunstiger doorlaatweerstand het winnen van de vacuumdiodes.

De boven gegeven redenering gaat alleen op voor een vacuumdiode waarvan de doorlaatweerstand niet te groot is. Is deze doorlaatweerstand groot, zoals bij de EAF 42, dan is de situatie gecompliceerder, o.a. doordat we ons dan bevinden in een gebied waar de afwijkingen van formule (2) al een merkbare invloed hebben (zie fig. 7, waar G_i nu klein is).

Bij kleine signaalspanningen ($< 0{,}5$ V_{eff}) en een niet te hoge omgevingstemperatuur kan men met germaniumdiodes in de regel een beter detectierendement en een geringere demping bereiken dan met vacuumdiodes. Dit vindt zijn oorzaak in het feit dat vacuumdiodes dan in het aanloopgebied werken. Het detectierendement en de equivalente dempweerstand worden in dit gebied beide klein. De relatie $R_d = \frac{1}{2}R$ gaat hier niet meer op. Wij zullen op het gedrag van vacuumdiodes onder deze omstandigheden echter niet ingaan. Bij spanningen van 0 tot ca. 10 μV vertoont de germaniumdiode geen verschil meer in steilheid tussen de karakteristiek in de doorlaatrichting en die in de keerrichting. De diode gedraagt zich dan als een gewone weerstand, waarmee geen gelijkrichting mogelijk is.

Uit de voorgaande beschouwing kan men wel concluderen dat de germaniumdiode in het bijzonder geschikt is voor het gebruik in schakelingen met vrij lage belastingsweerstand en niet te hoge

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

signaalspanning en omgevingstemperatuur. Toch zullen ook in vele andere gevallen, als de electrische prestaties van een germaniumdiode achterstaan bij die van een vacuumdiode, de voordelen van de germaniumdiode, genoemd in de aanvang van dit hoofdstuk, de doorslag geven.

Het gedrag bij hoge frequenties

Bij hoge frequenties (> ca. 40 MHz) kan men de prestaties van een germaniumdiode als detector niet goed meer uit de statische karakteristieken voorspellen. Over de aard van de effecten die hieraan ten grondslag liggen („hole storage" effect), is in het voorafgaande artikel iets gezegd [1]). Hier zullen wij de invloed op de prestaties in een practische schakeling met enige gemeten waarden illustreren. Deze waarden zijn ontleend aan metingen aan een schakeling voor videodetectie in een televisie-ontvanger, waarin een belastingsweerstand werd gebruikt van 3,9 kΩ geshunt door een condensator van ca. 20 pF. Met een germaniumdiode type OA 50 en een wisselspanning van 5 V_{eff} meet men dan een detectierendement van 0,62 bij 30 MHz, en van 0,605 bij 70 MHz.

Allereerst valt bij deze getallen op te merken dat bij beide frequenties het detectierendement vrij laag is. Dit is toe te schrijven aan het feit dat de tijdconstante van de belasting, vooral bij 70 MHz, niet meer zeer groot is ten opzichte van de duur van een periode, en aan de eigen capaciteit van de diode, die veroorzaakt dat een niet te verwaarlozen deel van de hoogfrequente spanning over de belasting (20 pF) komt te staan. Het verschil in detectierendement bij de twee frequenties is niet groot. Dit is echter wel het geval met de demping door de detectieschakeling op de voorgaande kring uitgeoefend. Bij 30 MHz werd een equivalente dempweerstand gemeten van 2400 Ω, en bij 70 MHz werd dit 1450 Ω. Aangezien in beide gevallen de gelijkspanning over de belastingsweerstand, en dus het daarin gedissipeerde vermogen, vrijwel gelijk was, moet de oorzaak van de grotere demping bij 70 MHz gelegen zijn in extraverliezen in de germaniumdiode. Door deze grote demping treedt in een televisieontvanger een verlies in versterking op van de aan de detector voorafgaande versterktrap, terwijl bovendien door de spreiding in demping bij verschillende exemplaren van hetzelfde type diode, de versterking en de doorlaatkromme van de ontvangers in de productie variaties zullen vertonen. Voor de toepassing als videodetector in televisie-ontvangers wordt daarom een speciale diode gefabriceerd (type OA 60 en OA 70) die ook bij hoge frequenties een geringe demping veroorzaakt. Ten slotte dient nog vermeld te worden dat de achteruitgang in prestaties bij hoge frequenties sterker merkbaar is naarmate de belastingsweerstand een hogere waarde heeft.

Enige toepassingsvoorbeelden van diodes voor speciale doeleinden

Uit het voorgaande kan men concluderen dat men in een groot aantal gevallen een germaniumdiode kan gebruiken in plaats van een vacuumdiode. Het zal echter vaak nodig zijn bij het ontwerp van het circuit rekening te houden met de lek

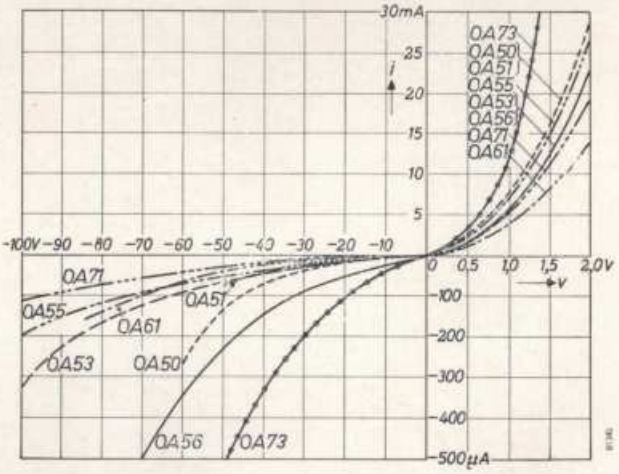


Fig. 8. Karakteristieken van verschillende typen germaniumdiodes.

die een germaniumdiode vertoont in tegenstelling met een vacuumdiode. Overigens kan men al naar gelang de toepassing een keuze doen uit een aantal typen, waaronder die met zeer geringe lek en een hoge waarde voor de toelaatbare keerspanning (*fig. 8*).

Videodetectie

Fig. 9 is het schema van een videodetector waarin een germaniumdiode type OA 60 of OA 70 wordt gebruikt. Zoals boven reeds vermeld, is deze

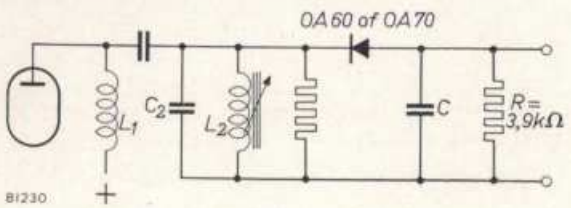


Fig. 9. Videodetectieschakeling met een germaniumdiode type OA 60 of OA 70.

diode speciaal ontwikkeld voor deze toepassing. In deze schakeling is het detectierendement bij een frequentie van 24 MHz en een signaalspanning van 5 V_{eff} aan de middenfrequentiekring L_2-C_2 ca. 70%, dwz. de gelijkspanning ontwikkeld over de belastingsweerstand R van 3,9 kΩ is eveneens 5 V.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

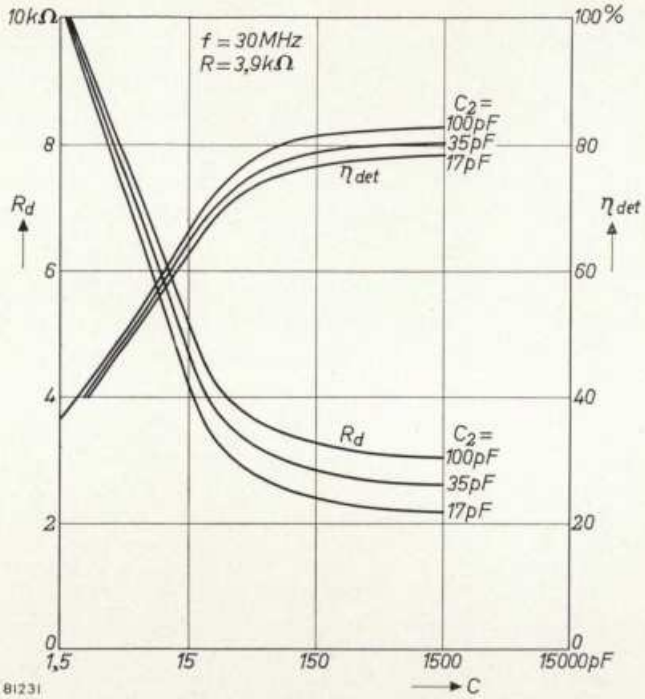


Fig. 10. Invloed van de belastingscapaciteit C op het detectierendement η_{det} en op de equivalente dempweerstand R_d van de videodetectieschakeling volgens fig. 9. Deze grootheden hangen ook af van de grootte van de afstemcapaciteit C_2, die hier als parameter optreedt. De krommen gelden voor een draaggolffrequentie van 30 MHz en een belastingsweerstand R van 3,9 kΩ.

De equivalente dempweerstand van de detectieschakeling bedraagt ca. 3 kΩ. De totale afstemcapaciteit C_2 van de kring heeft ook invloed op zowel het detectierendement als de demping (zie *fig. 10*). In het schema van fig. 9 wordt de afstemcapaciteit gevormd door de eigen capaciteit van de spoelen en de buis- en bedradingscapaciteit (totaal ca. 17 pF).

Vastleggen van het zwartniveau

In *fig. 11a* is een schakeling weergegeven voor het vastleggen van het zwartniveau op de weergeefbuis in een televisie-ontvanger. Hierin wordt een germaniumdiode type OA 61 of OA 71 gebruikt, welke typen speciaal voor deze toepassing zijn ontwikkeld en die ook bij hoge keerspanningen slechts een geringe lek vertonen.

Voor hen die met dit soort schakelingen niet vertrouwd zijn, volgt hier een verklaring van de werking. Indien de diode ontbrak, zou het videosignaal aan het rooster van de weergeefbuis bijv. de vorm hebben die in fig. 11*b* is getekend. De bovenkanten der synchronisatie-impulsen, die corresponderen met zwart in de scène, moeten op een constant niveau liggen opdat zwart in de scène overeen blijft komen met het eenmaal ingestelde zwart op de weergeefbuis. Men ziet echter dat deze bovenkanten rijzen en dalen met de gemiddelde beeldinhoud van het voorafgaande videosignaal. Het is de taak van de in fig. 11*a* geschetste schakeling, aan het begin van iedere lijnperiode het zwartniveau vast te leggen en zo het verloop van dit niveau gedurende de voorafgaande lijnperiode te corrigeren, zodat geen accumulatie van het verloop kan optreden. Hierbij maakt men gebruik van de constante hoogte der synchronisatie-impulsen en legt de onderkant dezer impulsen op een vast niveau. Dit gebeurt op de volgende manier.

Zolang de potentiaal v_2 der onderplaat van condensator C hoger blijft dan v_3 (de potentiaal in punt 3), is de diode niet geleidend. Door de grote waarde van R_1 kan de lading van C, en daarmee het potentiaalverschil tussen zijn platen, slechts betrekkelijk langzaam veranderen. v_2 moet snelle veranderingen van v_1 dus nagenoeg volgen. Zodra echter v_2 beneden v_3 komt, wat gebeurt tijdens de synchronisatie-impulsen (fig. 11*c*), wordt de diode geleidend. Dan vloeit een laadstroom naar C waardoor, aan het einde van zo'n impuls, v_2 (dat is tevens de stuurroosterpotentiaal van de weergeefbuis W) de vaste waarde v_3 heeft gekregen. Daarna stijgt v_1 en begint de volgende lijnperiode, waarbij v_2 de variaties van v_1 weer nagenoeg volgt. Doordat gedurende de lijnperiode via R_1 een geringe hoeveelheid lading van C weglekt, is bij de volgende synchronisatie-impuls de

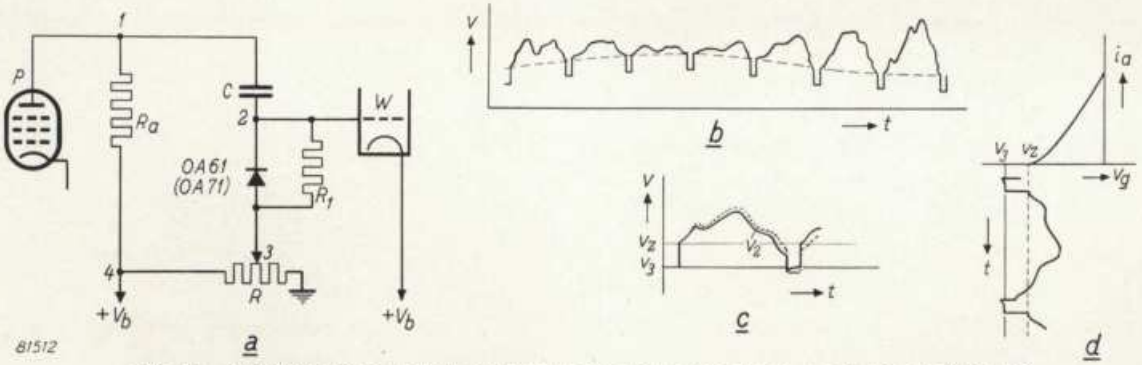


Fig. 11. *a*) Schakeling voor het vastleggen van het zwartniveau op de weergeefbuis W van een televisie-ontvanger.
b) Videosignaal met lijnsynchronisatie-impulsen dat aan het rooster der weergeefbuis zou optreden indien de diode in (*a*) ontbrak. Het verloop van de bovenkanten der synchronisatie-impulsen is in werkelijkheid steeds veel geleidelijker dan hier is getekend.
c) Videosignaal aan het rooster van de weergeefbuis (getrokken kromme). Iedere lijnperiode begint vanaf de vaste waarde v_z, corresponderend met het op de weergeefbuis ingestelde zwartniveau. Gestippeld is het signaal aangegeven dat zou optreden indien geen correctie door de diode en de weerstand R_1 zou plaatsvinden.
d) Ligging van het videosignaal ten opzichte van de i_a-v_g-karakteristiek van de weergeefbuis. v_3 wordt met de potentiometer R (zie *a*) zo gekozen dat de spanning v_z (zwartniveau) ongeveer samenvalt met het afknijppunt van de buiskarakteristiek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanning v_2 weer beneden v_3 gezakt; de weggelekte lading wordt weer aangevuld en de nieuwe lijnperiode begint weer vanaf v_3 (fig. 11*c*). R_1 kan niet onbeperkt groot worden gekozen, daar men er zeker van moet zijn dat v_2 gedurende iedere synchronisatie-impuls beneden v_3 zakt.

Door de gelijkstroom die door de potentiometer R vloeit, heeft v_3 een zekere waarde beneden de kathodepotentiaal van de weergeefbuis, welke waarde met deze potentiometer kan worden ingesteld. Men kan hiermee dus het zwartniveau op de weergeefbuis op een gewenste vaste waarde instellen (fig. 11*d*).

Indien gedurende de tijd tussen twee synchronisatie-impulsen via de diode veel lading van de condensator C weglekt, is de roosterspanning v_2 van de weergeefbuis W bij het begin van een synchronisatie-impuls al aanzienlijk gedaald beneden het ingestelde zwartniveau v_z (fig. 11*c*). Eén onaangenaam gevolg hiervan is dat het beeld aan de kant waar de beeldlijnen eindigen, donkerder is dan aan de zijde waar deze lijnen beginnen. Maar er dreigt nog een ander gevaar. De diode gaat nu nl. reeds geleiden, en het laden van C beginnen, als de synchronisatie-impuls zich nog slechts voor een gering deel heeft ontwikkeld. De anodestroom van buis P vloeit nu niet meer vrijwel geheel door R_a, maar kiest grotendeels de weg via C, die veel minder weerstand biedt, en de versterking van de buis daalt plotseling sterk. Zolang de laadstroom vloeit — en daar de te voren afgevoerde, aanzienlijke hoeveelheid lading nu weer moet worden toegevoerd, zal dit gedurende een groot gedeelte van, of zelfs gedurende de gehele impuls het geval zijn — kan deze impuls zich niet tot zijn volle hoogte ontwikkelen en hij wordt dus verminkt en verzwakt. Dit kan zo erg worden dat de synchronisatie van het beeld teloorgaat.

Vandaar de noodzaak om voor deze toepassing een diode te gebruiken die ook bij de hoge keerspanningen die hierbij voorkomen, slechts een geringe lek vertoont.

Samenvatting. Vergelijkt men germanium- met vacuumdiodes, dan valt direct op dat het ontbreken van een gloeidraad, de kleine afmetingen en het geringe gewicht voor het gebruik van germaniumdiodes pleiten. Voor de normale toepassing voor gelijkrichting en detectie zijn de lekstroom die bij germaniumdiodes optreedt, en de gunstiger doorlaatweerstand de meest op de voorgrond tredende verschillen met vacuumdiodes. Er wordt nagegaan welke invloed deze verschillen hebben op het detectierendement en op de equivalente dempweerstand in detectieschakelingen. Hierbij blijkt dat men in vele gevallen germaniumdiodes kan toepassen en dat zij bij lage belastingsweerstand en niet te hoge signaalspanning en omgevingstemperatuur zelfs gunstiger resultaten opleveren dan vacuumdiodes.

Voor bijzondere doeleinden, bijv. gebruik bij hoge frequenties (videodetectie in televisie-ontvangers) en voor het vastleggen van het zwartniveau op de weergeefbuis van zo'n ontvanger zijn speciale germaniumdiodes ontwikkeld. De redenen hiervoor worden uiteengezet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2158: E. J. W. Verwey: Oxyd-Systeme mit interessanten elektrischen und magnetischen Eigenschaften (Angew. Chemie **66**, 189-192, 1954, No. 7).

Overzicht betreffende de eigenschappen van zekere uit diverse componenten bestaande oxydische systemen uit de eerste overgangsperiode van het periodieke systeem. Beschreven worden gesinterde keramische materialen met NaCl-rooster, haematietrooster resp. spinelrooster, die enerzijds belangrijk zijn als halfgeleiders, te gebruiken bij de vervaardiging van weerstandsmateriaal, anderzijds technisch belangrijke magnetische materialen leveren.

2159: F. A. Kröger en H. J. Vink: The origin of the fluorescence in self-activated ZnS, CdS and ZnO (J. chem. Phys. **22**, 250-252, 1954, No. 2).

Aangetoond wordt dat de luminescentiecentra in ZnS zonder vreemde activators bestaan uit een lege kationplaats waarvan de naaste omgeving één electron heeft verloren. Het bestaan van zo'n centrum is in overeenstemming met het feit dat bij lage stooktemperatuur het optreden van de blauwe fluorescentie van ZnS zonder vreemde activators afhangt van de aanwezigheid van centrumvorming bevorderende ionen (monovalente anionen of trivalente kationen), terwijl bij hoge stooktemperatuur blauwe fluorescentie ook optreedt als zulke ionen niet aanwezig zijn. De luminescentie van gereduceerd ZnS, CdS, en ZnO wordt eveneens besproken. Deze wordt toegeschreven aan een electron dat gevangen is in een lege anionplaats.

2160: S. Duinker: Magnetische versterkers (T. Ned. Radiogenootsch. **19**, 91-114, 1954, No. 2).

Vereenvoudigde grafische analyse van de principiële werking van magnetische versterkers, uitgaande van een geïdealiseerde *B-H*-kromme van het kernmateriaal bij nullast. Er worden twee typen versterkers beschouwd: nl. die met serie- en die met parallelschakeling. De factoren die de vermogensversterking, terugkoppeling, voedingsfrequentie en kernconstructie bepalen, komen ter discussie. Een overzicht wordt gegeven van de eigenschappen van magnetische versterkers en van de diverse toepassingen op het gebied van meet-, regel- en schakelapparaturen en van wisselstroomversterking.

2161: R. Vermeulen: Sound recording. General review (Acustica **4**, 17-21, 1954, No. 1).

Algemene beschouwingen over verbeteringen in geluidsreproductie. Achtereenvolgens komen ter sprake: grammofoonplaten en grammofoonopname en -weergave, magnetofoon, informatietheorie in verband met weergave van muziek, „natuurlijkheid" van de weergave, stereofonie, kunstmatige nagalm.

2162: J. Rodrigues de Miranda: The radio set as an instrument for the reproduction of music (Acustica, **4**, 38-41, No. 1).

In verband met de reproductie van muziek via de radio worden de volgende eisen naar voren gebracht: De distorsie moet verminderd worden naarmate het frequentiespectrum tot hogere frequenties wordt uitgebreid. Het moet mogelijk zijn de intensiteit van lage en hoge frequenties onafhankelijk van elkaar te regelen en hoge tonen af te snijden. Tussen de electro-acoustische ingenieur en de architect moet nauwe samenwerking bestaan. De radiokast moet stevig zijn en de afstand van voorvlak luidspreker tot voorvlak kast dient zo gering mogelijk gemaakt worden. Het luidsprekerdoek moet met zorg zijn uitgezocht. De luidspreker moet in overeenstemming zijn met de acoustische eigenschappen van de kast. De frequentiekarakteristiek van het apparaat moet met zorg worden vastgesteld.

2163: W. K. Westmijze: Application of the reciprocity theorem to magnetic reproducing heads (Acustica **4**, 50-52, 1954, No. 1).

Aangetoond wordt dat het afgegeven vermogen van een magnetische weergeefkop kan worden berekend als de veldverdeling vóór de kop tijdens de weergave bekend is. Hierdoor is het mogelijk de responsiekarakteristiek van een kop met wijde spleet te voorspellen en het verschil te begrijpen dat bestaat tussen een kop met wijde en een met nauwe spleet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2164: A. G. Th. Becking en A. Rademakers: Noise in condenser microphones (Acustica **4**, 96-98, 1954, No. 1).

Bij de gebruikelijke condensatormicrofoons wordt de beweging van het membraan gedempt door de lucht in de spleet tussen het membraan en de achterelectrode. Deze demping moet volgens de theorie de bron zijn voor een fluctuerende kracht op het membraan, die een geruis in het hoorbare frequentiegebied veroorzaakt. De berekende waarde hiervan wordt door de experimenten bevestigd.

2165: A. G. Th. Becking: Methods of measurement for hearing aids (Acustica **4**, 143-145, 1954, No. 1).

Bespreking van de verschillende wijzen waarop de inkomende geluidsdruk op een gehoorapparaat kan worden gedefinieerd en gemeten. Bovendien worden enkele specificaties van gehoorapparaten in verschillende Europese landen met elkaar vergeleken.

2166: J. Volger, J. M. Stevels en A. C. van Amerongen: La relaxation diélectrique du verre et la pseudo-capacité des surfaces de contact verre-métal, mesurées aux très basses fréquences (Verres et Réfractaires **8**, 16-26, 1954, No. 1).

Franse vertaling van **R 232.**

2167: H. Bremmer: On a phase-contrast theory of electron-optical image formation (Electron Physics, Nat. Bur. Stand. Circular 527, Maart 1954, 145-158).

De verstrooiing van electronen door een object zoals gebruikt wordt in de electronenmicroscopie, kan behandeld worden met behulp van een integraalvergelijking, die volgt uit de Schrödinger-vergelijking voor de electronengolven. Deze integraalvergelijking kan opgelost worden met een reeks, waarvan de opeenvolgende termen geïnterpreteerd kunnen worden als de bijdragen afkomstig van meermalige verstrooiingen van de invallende electronengolven door het electrostatische potentiaalveld in het object. Optelling van de hoofdbijdragen (voor zeer kleine electronengolflengten) van deze termen leidt tot een golffunctie in het voorwerpsvlak (gedefinieerd als vlak onmiddellijk achter het object), die in ieder punt slechts afhangt van de potentiaalverdeling langs de verbindingslijn van dit punt met de electronenbron. Uit de waarden van de golffunctie in het voorwerpsvlak volgt verder mathematisch haar verdeling in de ruimte daarachter, waardoor ook de beeldvorming in principe onderzocht kan worden.

2168: J. Haantjes: Die Fernsehübertragung der englischen Krönungsfeier nach dem Festland (Fernmeldetechn. Z. **7**, 129-133, 1954, No. 3).

Zie Philips techn. T. **15**, 349-358, 1953, No. 12.

R 226: W. de Groot: Some remarks about the so-called Crova wavelength (Philips Res. Rep. **8**, 401-410, 1953, No. 6).

Onder de Crova-golflengte λ_C verstaat men die golflengte waarvoor de monochromatische energieflux van een zwarte straler op gelijke wijze op een temperatuurverandering reageert als de totale lichtstroom. Aangetoond wordt dat men voor de berekening van λ_C in een uitgebreid temperatuurgebied naar willekeur kan uitgaan van de stralingsformule van Planck of van die van Wien. Als de ooggevoeligheid $V(\lambda)$ wordt benaderd met een Pearson-functie, $A\lambda^{-p}\exp(-q/\lambda)$, is λ_C een lineaire functie van T^{-1}. Het lichtrendement van een zwarte straler is maximaal als $\lambda_C T = c_2/4$. In dat geval is λ_C gelijk aan de golflengte λ_m waarvoor $V(\lambda)$ maximaal is. Aangetoond wordt dat het maximale spectrale rendement K_m, berekend op grond van de definitie van de candela, als volgt afhangt van de waarden die men toekent aan de constanten c_1 en c_2 uit de stralingsformule van Planck, en aan de temperatuur T_{Au} van het goudsmeltpunt:

$$\frac{dK_m}{K_m} = -\frac{dc_1}{c_1} + \frac{1}{\lambda_C(T_{Pt})}\, d\,\frac{c_1}{T_{Au}}.$$

De luminantie van een zwarte straler kan in λ_C worden uitgedrukt.

R 227: F. K. du Pré: The counting loss of a Geiger counter with periodic arrival rate of quanta (Philips Res. Rep. **8**, 411-418, 1953, No. 6).

Er wordt een formule afgeleid voor het rendement van een Geiger-teller met willekeurige dode tijd, die blootgesteld is aan een periodieke röntgenstraling waarvan de intensiteit verder een willekeurige functie van de tijd is. Ondersteld wordt dat er een „verlengde" dode tijd bestaat, dwz. dat de teller niet registreert gedurende τ sec na het absorberen van een willekeurig quantum, ook al wordt dit quantum, ten gevolge van het voorafgaande registreren van een ander quantum, zelf niet geregistreerd. In het bijzonder wordt het geval beschouwd van kleine verliezen, omdat de resultaten dan onafhankelijk zijn van het mechanisme dat voor de dode tijd verantwoordelijk is. De reeds door andere auteurs verkregen formules komen voor de dag als speciale gevallen van het hier gevonden algemenere resultaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 228: F. W. Gundlach: Laufzeiterscheinungen der Diode im Anlaufstromgebiet (Philips Res. Rep. **8**, 419-426, 1953, No. 6).

Beschouwd wordt het exponentiële gedeelte van een diodekarakteristiek (kleine electrodeafstand, negatieve anodespanning). De convectiestroom aan de anode kan dan berekend worden uit de looptijdverschijnselen bij kleine anodewisselspanning. De conductantie van de diode wordt eveneens berekend. Het blijkt dat de grootste bijdrage hiertoe afkomstig is van electronen die de anode niet bereiken. Oorzaken worden genoemd voor afwijkende resultaten in vroegere publicaties. De berekende waarden stemmen behoorlijk overeen met in de litteratuur gepubliceerde metingen.

R 229: H. C. Hamaker: The efficiency of sequential sampling for attributes, Part II. Practical applications (Philips Res. Rep. **8**, 427-433, 1953, No. 6).

Practische gevolgtrekkingen uit de in I (zie **R 208**) ontwikkelde theorie. Aangetoond wordt dat men, uitgaande van de vereenvoudigde vergelijkingen die geldig zijn als de voorwaarden van Poisson zijn vervuld, een rekenliniaal kan construeren waarop de werkkarakteristiek kan worden afgelezen als de parameters p_0 (contrôlepunt) en h_0 (helling in het contrôlepunt) gegeven zijn. Verder worden grafieken getekend met behulp waarvan men op eenvoudige en directe wijze van de parameters p_0 en h_0 kan overgaan op meer gebruikelijke parameters, zoals AQL (accepted quality level), AOQL (average outgoing quality limit), enz.

R 230: J. L. H. Jonker: The angular distribution of the secondary electrons of soot (Philips Res. Rep. **8**, 434-440, 1953, No. 6).

De hoekverdeling van de secundaire electronen van roet wordt gemeten met de reeds eerder beschreven apparatuur (metingen bij polykristallijn nikkel, zie **R 175**). De resultaten bij roet en nikkel worden onderling vergeleken.

R 231: H. A. Klasens, P. Zalm en F. O. Huysman: The manganese emission in ABF_3 compounds (Philips Res. Rep. **8**, 441-451, 1953, No. 6).

Een aantal fluoorverbindingen van de vorm ABF_3 werd onderzocht. A stelt een alkalimetaal voor (Na, K, Rb, Cs), en B een tweewaardig metaal (Mg, Zn, Cd, Cs, Sr). De onderzochte stoffen hebben de perovskietstructuur indien voldaan is aan de voorwaarde:

$$0{,}9 < 1{,}15\,(R_A + R_F)/(R_B + R_F)\sqrt{2} < 1{,}1,$$

waarin R_A enz. de ionenstralen voorstellen. Indien deze stoffen met mangaan worden geactiveerd, fluoresceren zij onder bestraling met kathodestralen. De kleur van de mangaanemissie varieert van oranje tot groen en de emissieband ligt bij kleinere golflengten naarmate de afstand tussen de Mn- en de F-ionen groter is. Een poging wordt gedaan om dit gedrag te verklaren.

R 232: J. Volger, J. M. Stevels en C. van Amerongen: The dielectric relaxation of glass and the pseudo-capacity of metal-to-glass interfaces, measured at extremely low frequencies (Philips Res. Rep. **8**, 452-470, 1953, No. 6).

Metingen betreffende de dispersie van de diëlectrische constante van glas in het gebied van lage frequenties. De voornaamste relaxatietijd wordt in verband gebracht met het overspringen van natriumionen tussen naburige interstitiële plaatsen. Zeer grote electrodecapaciteiten bleken aanwezig te zijn, die afhangen van de frequentie en van de temperatuur. Deze zijn in kwalitatieve overeenstemming met een eenvoudige formule voor de dynamische waarde van de capaciteit van een dubbellaag.

R 233: A. van Weel: Measurements of phase angles (Philips Res. Rep. **8**, 471-475, 1953, No. 6).

Meting van fazehoeken met behulp van de frequentievariatie van een oscillerende keten, veroorzaakt door het signaal met de onbekende faze te brengen in de gesloten lus van het oscillatornetwerk. Deze methode munt uit door grote gevoeligheid en nauwkeurigheid en door directe aanwijzing op een geijkte schaal. Zie ook Philips techn. T. **15**, 335-344, 1953, No. 11.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!